



# Noyaux en collisions autour de l'énergie de Fermi

D. Dominique Durand, B. Tamain

## ► To cite this version:

D. Dominique Durand, B. Tamain. Noyaux en collisions autour de l'énergie de Fermi. École thématique. Ecole Joliot Curie "Noyaux en collisions", Maubuisson, (France), du 11-16 septembre 1995: 14ème session, 1995. cel-00650125

**HAL Id: cel-00650125**

**<https://cel.hal.science/cel-00650125>**

Submitted on 9 Dec 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## NOYAUX EN COLLISIONS AUTOUR DE L'ENERGIE DE FERMI

Dominique Durand et Bernard Tamain

Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3, ISMRa et Université de Caen

### Resumé

Quelques aspects expérimentaux de la physique des collisions dissipatives autour de l'énergie de Fermi sont présentés. Une attention particulière est portée sur la comparaison entre l'expérience et les théories microscopiques basées sur les équations de transport discutées dans d'autres cours de cette école. Après une brève introduction sur les moyens expérimentaux disponibles dans ce domaine d'énergie, les divers phénomènes intervenant dans une collision sont abordés en fonction de leur apparition au cours du temps. Les processus rapides sont présentés en discutant le flot latéral des particules de pré-équilibre, l'interférométrie  $\gamma$ - $\gamma$  et la production de particules énergétiques ( $\pi$ , K). Les propriétés thermodynamiques des noyaux chauds sont ensuite analysées à travers leurs modes de production et leurs modes de décroissances. Enfin, les propriétés dynamiques de la fragmentation nucléaire sont discutées en mettant l'accent sur l'identification de la (ou des) instabilité(s) responsable(s) de ce processus.

### Abstract

Some experimental aspects of dissipative collisions in the Fermi energy range are presented. We focuss on the comparaison between experimental data and the results of microscopic transport models discussed elsewhere in this school. After a short introduction presenting the available experimental devices, some physical processes are discussed as a function of their occurence as the collision goes on. Fast processes are presented including the transverse flow of pre-equilibrium particles,  $\gamma$ - $\gamma$  interferometry and energetic particle production ( $\pi$ , K). Then, thermodynamical properties of hot nuclei are analysed by means of their production modes as well as their decay modes. Last, the dynamical properties of nuclear fragmentation are discussed with a special emphasis on the identification of the instability (ies) responsible for such a process.

## **I) Prologue**

### **1) Introduction générale**

L'étude des collisions nucléaires dans le domaine des énergies de Fermi est un vaste domaine qui couvre une multitude de processus et il est hors de question de pouvoir traiter l'ensemble du champ en quelques dizaines de pages. Suivant le thème de cette école, nous nous sommes intéressés aux collisions dissipatives qui peuvent conduire les noyaux dans des états extrêmes de température, de moment angulaire et peut-être de pression. Evoquer des grandeurs thermodynamiques de ce type revient à sélectionner des situations relevant d'un certain équilibre thermodynamique. C'est à ce niveau que se trouve la plus grande difficulté de l'étude des collisions noyau-noyau car leurs propriétés reflètent aussi des effets dynamiques. Dans ce cours, nous prendrons donc le temps comme guide. Nous traiterons d'abord les premiers instants de la collision, puis la phase permettant aux noyaux excités d'apparaître. Nous suivrons ensuite leurs propriétés de décroissance en fonction de l'énergie d'excitation et nous nous intéresserons plus particulièrement à certains aspects dynamiques liés à un processus particulier: la fragmentation nucléaire.

Auparavant, nous plantons le décor en discutant les spécificités générales des collisions noyau-noyau autour de l'énergie de Fermi, tant en ce qui concerne les dépôts d'énergie que les temps caractéristiques.

### **2) Spécificités de l'énergie de Fermi: grandeurs caractéristiques**

#### **a) les longueurs**

Les sondes utilisées pour étudier les noyaux vont de l'électron aux ions lourds. Une spécificité des ions lourds réside dans le fait que ce sont les plus efficaces pour déposer des énergies d'excitation très fortes dans les noyaux. Une première raison de cette propriété est à rechercher dans les effets de longueur d'onde associée à un projectile entrant en collision avec un nucléon.

Energie	1 MeV	10 MeV	100 MeV	1 GeV
Electron	140	19	2,2	0,35
Nucléon	6,5	2,1	0,67	0,24

Le tableau ci-dessus donne (en fermis) les longueurs d'onde réduites associées à des collisions électron-nucléon et nucléon- nucléon pour différentes énergies

incidentes: ces chiffres sont à comparer à la distance typique entre nucléons d'un noyau ( $\sim 1.2$  fm). On voit que des électrons de plus de 1 GeV auront un "encombrement quantique" inférieur à la taille du nucléon; ils constitueront donc une sonde idéale pour explorer la structure du nucléon: on trouve là l'idée sous jacente à la physique de Cebaf ou de celle du projet Elfe. Un tel projectile ne peut bien évidemment pas être efficacement utilisé pour déposer une énergie d'excitation forte dans un noyau, puisque la collision se réduira pour l'essentiel à une collision sur un nucléon, voire un quark. L'énergie incidente ne sera alors pas "distribuée" dans le système mais "concentrée" sur l'un de ses constituants. Il en est de même pour un nucléon de plus de 100 MeV ou plus généralement pour un ion lourd de plus de 100 MeV par nucléon. Dans ces cas, les collisions individuelles nucléon-nucléon conduiront à une forte émission directe ou de prééquilibre. Inversement, à des énergies inférieures à 30-40 MeV/nucléon, l'interaction d'un nucléon incident conduira aisément à un dépôt d'énergie "distribuée" dans le noyau. Si le projectile est lui-même un ensemble de nucléons, les effets cumulés des énergies déposées par ces nucléons permettront d'atteindre des excitations très fortes. Le cas le plus favorable est celui d'une collision noyau-noyau symétrique. A 30 MeV par nucléon d'énergie incidente, l'énergie disponible est de l'ordre de  $30/4 \approx 8$  MeV/nucléon. En cas de fusion, cela correspond à des énergies d'excitation comparables aux énergies de liaison des noyaux. Les collisions noyau-noyau sont donc très favorables pour déposer de fortes énergies d'excitation. Cependant, des remarques s'imposent quant au développement précédent. En premier lieu, les aspects de longueur d'onde associée ne sont pas les seuls qui déterminent les mécanismes de réaction. Le fait qu'un nucléon soit ou non "piégé" dans le potentiel moyen du noyau cible reflète aussi l'énergie de ce nucléon relativement au noyau cible. C'est ainsi qu'un nucléon ayant subi une collision nucléon-nucléon peut être ou ne pas être piégé dans le potentiel du partenaire. C'est la philosophie des calculs de type "Cascade" qui suivent l'histoire des nucléons du système <sup>1)</sup>. Bien que subissant des collisions nucléon-nucléon individuels, un nucléon incident de haute énergie peut ainsi finir par céder une forte partie de son énergie au système qui, à terme, est collectivement excité. C'est ainsi qu'avec une faible probabilité, un ion léger, voire un proton ou mieux un anti-proton ont pu être utilisés pour chauffer fortement les noyaux. Les valeurs des énergies déposées restent cependant inférieures à celles atteintes en ions lourds <sup>2)</sup>.

## b) les temps

Nous définissons quelques temps caractéristiques des collisions nucléaires à l'énergie de Fermi 3):

- temps de thermalisation: c'est le temps nécessaire pour qu'un nucléon incident cède toute son énergie au noyau récepteur en excitant les degrés de liberté internes du système. Il y a deux régimes de thermalisation très différents selon que l'énergie incidente  $E_{inc}$  est inférieure ou supérieure à  $E_F$  l'énergie de Fermi.

Pour  $E_{inc} > E_F$ , la dissipation se fait par collisions nucléon-nucléon car l'espace des phases est largement ouvert. On calcule alors  $\tau_{nn}$  le temps moyen entre deux collisions de façon standard et on obtient:

$$\tau_{nn} = \frac{1}{\sigma \rho_0 v} \quad (I-1)$$

où  $\sigma$  est la section efficace nucléon-nucléon que l'on peut prendre égale à la valeur dans le vide (40 mbarn),  $\rho_0$  est la densité nucléaire (.17 fm<sup>-3</sup>), et  $\bar{v}$  la vitesse moyenne dans le milieu qui est de l'ordre de grandeur de  $V_F$  la vitesse de Fermi. On obtient numériquement un temps voisin de 5 fm/c. En général, on considère qu'il faut environ 3 ou 4 collisions pour obtenir la thermalisation, ce qui donne un temps  $\tau_{therm}^{2-body}$  de l'ordre de 15 à 20 fm/c.

Lorsque  $E_{inc} < E_F$ , la dissipation se fait via le champ moyen (dissipation dite à un corps) car la fréquence des collisions nucléon-nucléon est fortement réduite du fait du principe de Pauli. Dans ce cas, le temps nécessaire pour thermaliser est de l'ordre du temps de transit d'un nucléon d'un bout à l'autre du noyau et on obtient alors:

$$\tau_{therm}^{1-body} \equiv \frac{R}{v} \quad (I-2)$$

où  $R$  est le rayon du noyau récepteur. Numériquement, cela donne de l'ordre de 20 à 30 fm/c. Un autre temps utile est celui associé à la relaxation de mouvements de faible amplitude type résonance géante. Ce temps est obtenu à partir de la largeur de la GDR (résonance géante dipolaire). Dans le Pb<sup>208</sup>, elle est typiquement de 4 MeV, ce qui donne un temps de l'ordre de 50 fm/c.

Les temps de réaction dans notre domaine d'énergie vont d'environ 50 fm/c dans les collisions périphériques jusqu'à 250-300 fm/c dans les collisions centrales pour un système lourd type Pb+Au à 29 MeV/u. Cependant, vers 100 MeV/u, ces temps sont plus courts et sont tout à fait comparables avec les temps mentionnés plus

haut . Ceci dit, on voit que généralement, les degrés de liberté internes sont relaxés assez rapidement par rapport au temps de réaction. Enfin, un dernier temps intéressant peut être obtenu à partir de la théorie statistique, c'est le temps de vie d'un noyau chaud par rapport à l'émission neutron. Il s'écrit <sup>4)</sup>:

$$\tau_n^{\text{evap}} \cong \frac{9.10^3 e^{\frac{Q_n}{T}}}{T^2 A^{\frac{2}{3}}} \text{ en fm/c} \quad (\text{I-3})$$

où T est la température nucléaire (en MeV),  $Q_n$  l'énergie de liaison du neutron (de l'ordre de 8 MeV). Pour le cas du Pb ( $Q_n=7.1$  MeV), on trouve des temps allant de  $4.2 \cdot 10^5$  fm/c pour  $T=1$  MeV à 15 fm/c pour  $T=7$  MeV. Ceci signifie que les temps d'émission (si tant est que la théorie statistique ait encore un sens à  $T=7$  MeV) peuvent devenir de l'ordre de grandeur du temps de thermalisation pour des températures aux alentours de 5 MeV.

### c) les énergies

Les énergies mises en jeu dans les réactions en dessous de 100 MeV/u sont insuffisantes pour exciter les degrés de liberté internes du nucléon. Ceci rend négligeable le rôle des résonnances  $\Delta$  ou  $N^*$  dans les propriétés de transport de la matière aux énergies considérées. L'énergie dissipée ne peut donc être stockée que sous forme d'énergie cinétique des nucléons et dans les modes collectifs correspondant à des amplitudes plus ou moins grandes. Comme mentionné plus haut, l'énergie d'excitation par nucléon atteint le quart de l'énergie incidente par nucléon en cas de fusion d'un système symétrique. Sur la figure I-1, on a indiqué quelques valeurs d'énergie associée à des processus dont il sera question par la suite. Le seuil pour l'apparition de la fragmentation d'un noyau lourd, c'est à dire sa cassure en plus de deux gros fragments, a été mesuré aux alentours de  $\varepsilon^*=3$  MeV/u <sup>5)</sup>.

Quels sont les ordres de grandeurs des énergies associés à des fluctuations de densité? Pour en avoir une idée, nous pouvons utiliser une paramétrisation très schématique pour l'équation d'état <sup>6)</sup>:

$$U(\text{MeV / u}) = \frac{K}{18} \left( \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \quad (\text{I-4})$$

où K est le coefficient d'incompressibilité,  $\rho$  et  $\rho_0$  respectivement la densité considérée et celle du fondamental. A l'aide de cette formule et en prenant  $K=220$  MeV, l'énergie nécessaire pour dilater la matière d'un facteur 3 est de 6 MeV/u alors

qu'il faut 10 MeV/u pour la comprimer d'un facteur 2. L'énergie de liaison par nucléon est d'environ 8 MeV/u et l'énergie nécessaire pour vaporiser en particules légères ( $Z=1,2$ ) un noyau de masse 40 <sup>7)</sup> est de l'ordre de 10 à 12 MeV/u. Ces énergies sont effectivement possibles avec des systèmes symétriques dans des collisions centrales comme nous le verrons par la suite. Ceci signifie que l'essentiel des modes de décroissances des noyaux peuvent être observés dans notre domaine d'énergie. Des excursions à haute densité sont aussi possibles, ce qui peut permettre d'observer de nouveaux types d'instabilité comme nous le verrons au chapitre IV.

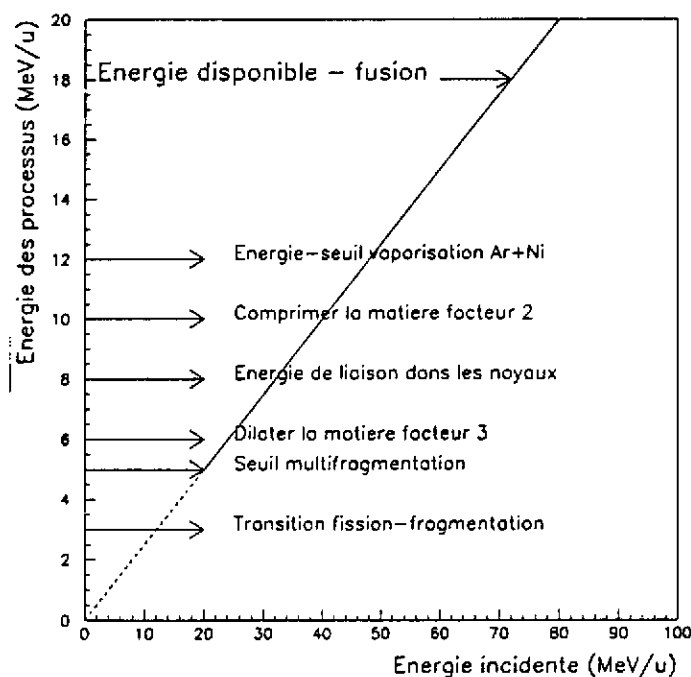


Figure 1-1: Valeurs des énergies (en MeV par nucléon) nécessaires pour observer quelques processus caractéristiques des noyaux chauds. La ligne en diagonale correspond à l'énergie disponible dans le centre de masse en fonction de l'énergie incidente pour une collision symétrique.

#### d) avantages et inconvénients des différents projectiles

Dans ce paragraphe, nous discutons rapidement les mérites comparés des différents projectiles selon leur capacité à déposer de grandes énergies dans le système. Comme indiqué précédemment, les meilleurs sondes pour chauffer les noyaux sont les ions lourds, mais aussi avec un moindre probabilité les protons, anti-protons, deutons,  $\text{He}^3$ . Les projectiles légers présentent un certain nombre d'avantages. Le mécanisme de la réaction est plus simple qu'en ions lourds bien que des effets de pré-équilibre soient toujours présents. En effet, les aspects collectifs tels que rotation, compression et déformation sont minimisés au profit des seuls effets thermiques et, de ce point de vue, les résultats obtenus avec de telles sondes peuvent servir de

références pour mettre en évidence, par "soustraction", des effets collectifs. C'est pour cette raison que des expériences ont été récemment menées en He , p ou anti-proton à Saturne et à Lear <sup>8)</sup>.

### 3) Quelques brefs rappels des techniques expérimentales

Nous abordons dans cette partie les méthodes expérimentales permettant l'étude des réactions nucléaires dans le domaine de l'énergie de Fermi. Les accélérateurs qui rendent accessibles ce domaine d'énergie sont pour l'essentiel situés à Caen (Ganil), aux USA (MSU et Texas), en Allemagne (GSI) et au Japon (Riken). Un point essentiel des collisions noyau-noyau de 20 à 100 MeV/u concerne la complexité de la réaction : de nombreux produits sont libérés, allant des nucléons à des agrégats lourds ou semi-lourds; de nombreux mécanismes de réaction peuvent aussi co-exister. Ces deux aspects ont conduit les physiciens à mettre en oeuvre des détecteurs couvrant un grand domaine de l'espace (si possible, proche de  $4\pi$  stéradians). Malheureusement, aucun d'eux n'est complet ou parfait et on doit donc se contenter d'équipements complémentaires.

La désexcitation de noyaux excités lourds conduisent à un grand nombre de neutrons : des détecteurs  $4\pi$  neutrons (boules à neutron) ont donc été installés par exemple à Ganil <sup>9)</sup>. L'avantage de ces équipements est de permettre de compter les neutrons associés à une réaction donnée et donc de filtrer les réactions les plus dissipatives, c'est-à-dire celles pour lesquelles la multiplicité est attendue la plus élevée. Deux inconvénients viennent limiter la portée de ces mesures : le fait qu'une boule à neutron ne fournit aucune donnée cinématique claire (spectre en énergie des neutrons) et le fait que les collisions les plus dissipatives ne sont pas nécessairement associées de façon bi-univoque aux multiplicités de neutrons les plus grandes. Le souhait d'obtenir des données cinématiques sur les neutrons émis a conduit à concevoir le multidétecteur Demon <sup>10)</sup>: celui-ci permet de déterminer les spectres en énergie cinétique des neutrons mais seulement sur une proportion de l'espace limitée à quelques pourcents. Les énergies des neutrons sont déduites de leur temps de vol sur une base de l'ordre de 2 mètres. Ce même temps de vol ou une discrimination de forme permet de distinguer les neutrons des gammas. C'est d'une part à cause de la grande valeur de la base de vol, d'autre part à cause des problèmes de diaphonie entre compteurs, qu'un Détecteur Modulaire de Neutrons ne peut couvrir qu'une fraction limitée de l'espace: il est donc impossible de mesurer à la fois et pour chaque événement la multiplicité des neutrons et leurs caractéristiques cinématiques (énergie et angle d'émission). Les deux dispositifs décrits précédemment sont montrés sur la figure I-2.



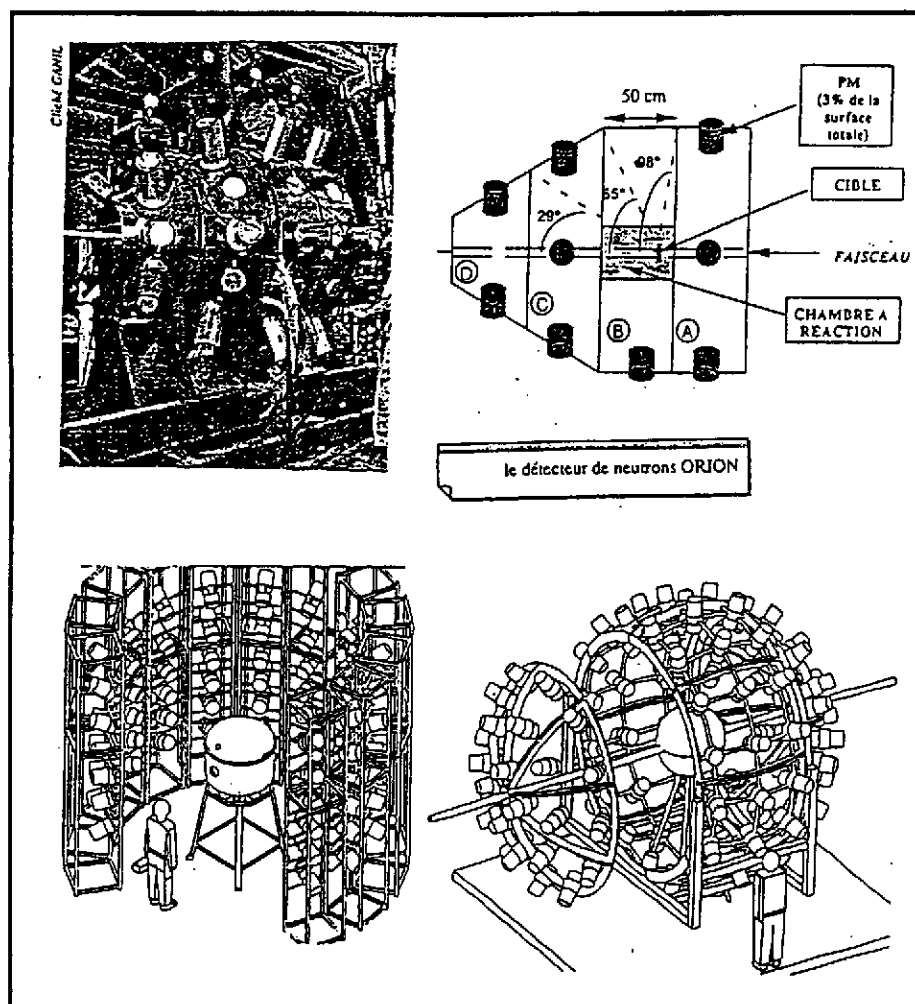


Figure I-2: Deux dispositifs expérimentaux utilisés pour la détection des neutrons.  
En haut, le détecteur Orion <sup>9)</sup>. En bas, deux des configurations de Démon utilisées  
dans des expériences à Louvain-La-Neuve et au Ganil <sup>10)</sup>.

Cet objectif n'est accessible que pour les particules chargées et encore, moyennant de très gros efforts car la panoplie des particules chargées libérées dans les collisions noyau-noyau couvrent une forte dynamique en charge ou masse, et en énergie cinétique. Les divers multidétecteurs, qui se sont développés de par le monde, se distinguent par les limites qu'ils se sont fixées quant à ces dynamiques. On peut classer dans les détecteurs  $4\pi$  de première génération la boule de plastique<sup>11)</sup> ou la chambre à streamer<sup>12)</sup> de Berkeley, ou Nautilus<sup>13)</sup> à Ganil, ou Diogène<sup>14)</sup> à Saturne ou Amphora<sup>15)</sup> à Sara. Ces détecteurs font appel aux diverses techniques de caractérisation des produits émis: méthode  $\Delta E$ -E (boule de plastique) ou  $\Delta E$ -temps de vol (Nautilus), ou reconstitution de traces avec mesure du moment grâce à la courbure due à un champ magnétique (chambre à Streamer ou Diogène). La méthode  $\Delta E$ -E demande l'arrêt des produits à identifier dans les détecteurs. A l'inverse, la

méthode  $\Delta E$ -temps de vol n'est adaptée que si le détecteur est traversé par la particule ce qui implique des seuils de détection significatifs. Par ailleurs, l'identification concerne la charge mais non la masse. Ce dernier inconvénient n'existe pas pour les méthodes magnétiques qui combinent une mesure du  $\Delta E$  et de la courbure de la trajectoire: dans ce cas, l'identification est obtenue aussi bien pour la charge que pour la masse. Une mesure supplémentaire de temps de vol (comme dans Diogène) permet une redondance pour la détermination de la masse.

Les équipements plus récemment installés à Ganil, à SIS ou à MSU reprennent toutes ces méthodes en palliant aux inconvénients des détecteurs de première génération: minimisation des zones mortes et des problèmes de seuil, amélioration des résolutions en identification ou en énergie.

Fopi 16) (figure II-3) combine les techniques mises en oeuvre dans Nautilus et dans Diogène. Le "mur avant" utilise la méthode  $\Delta E$ -temps de vol à l'aide de plastiques scintillants et de chambres d'ionisation. Son ouverture angulaire  $1.2^\circ$ - $30^\circ$ ) lui permet de couvrir une large fraction de l'hémisphère "avant" dans les collisions symétriques et sa granularité (764 détecteurs) limite à 10% les probabilités d'empilement dans un même module. Les produits détectés sont identifiés en charge jusqu'à  $Z = 20$ . Les seuils correspondants sont 15 MeV en protons et 50 MeV/u pour  $Z=15$ .

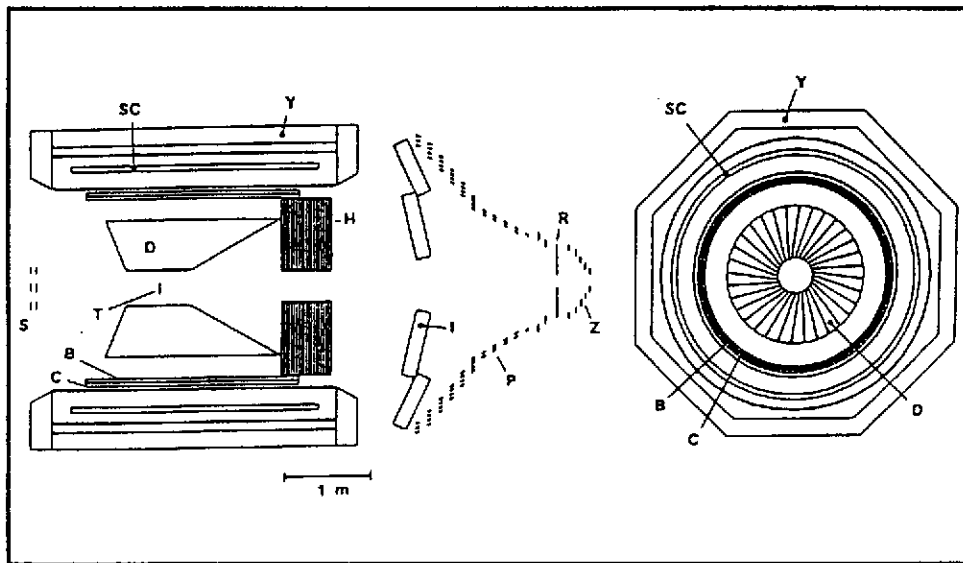


Figure I-3: Vue schématique de Fopi 16)

A gauche : coupe contenant le faisceau; à droite: coupe dans un plan perpendiculaire.

Au-delà de  $30^\circ$ , c'est la partie "magnétique" de Fopi qui doit permettre l'identification des produits dont on reconstruit les trajectoires dans des chambres à

dérive (D sur la figure I-3), un tonneau de scintillateurs (B) et une coquille de compteurs Cerenkov (C).

Une telle reconstruction de trajectoire est aussi la clé de l'analyse des expériences menées avec Aladin <sup>17,18</sup>) (figure I-4).

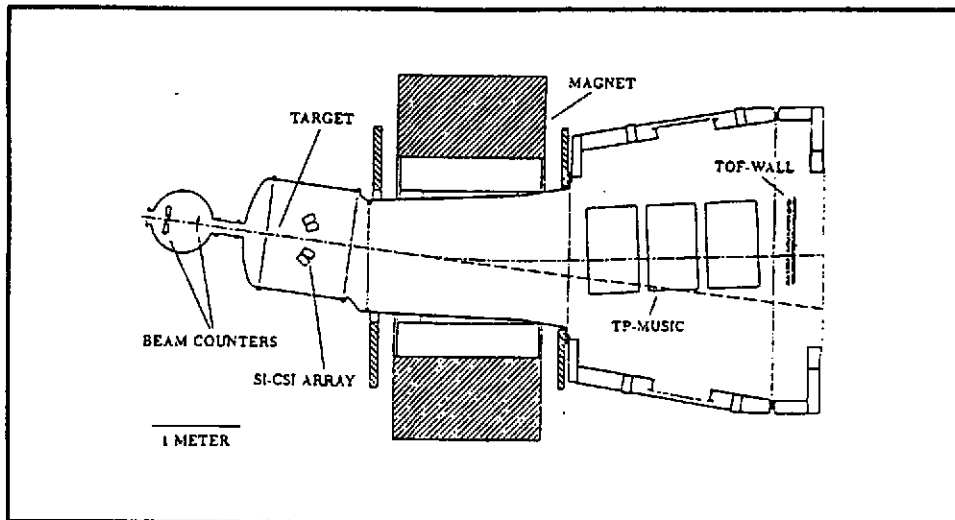


Figure I-4: Schéma de Aladin <sup>17)</sup>

Cet ensemble à faible acceptance angulaire ( $\pm 4,7$  et  $\pm 4,5^\circ$  dans les plans horizontal et vertical) permet cependant de couvrir une bonne partie de l'espace des phases associé à la décroissance des quasi-projectiles ayant subi des collisions en cinématique inverse. Tous les produits correspondants de charge  $Z \geq 2$ , sont détectés avec une efficacité supérieure à 90% <sup>17)</sup>. Ils sont identifiés grâce à la mesure de leur temps de vol (mur de plastique) et de leur perte d'énergie (Mur et chambre d'ionisation à projection temporelle). Leur énergie est obtenue par reconstruction de trajectoire dans le champ magnétique qu'ils ont subi. Aladin est donc détecteur qui permet l'étude de la désexcitation des quasi-projectiles, mais il faut garder en tête qu'il ne détecte pas les protons et que l'information obtenue sur le reste du système (quasi-cible et zone participante reste pauvre même si un hodoscope de scintillateurs est positionné au voisinage de la cible (figure II-4).

Les deux multidétecteurs que nous venons de considérer (Fopi et Aladin) ont été construits pour mener des expériences à SIS, c'est-à-dire dans le domaine de GeV/u. Le domaine qui nous intéresse dans ce cours est en-dessous de 100 MeV/u ; les vitesses d'entraînement des produits finaux sont plus limitées qu'à SIS et elles autorisent une mesure directe de leurs énergies car les parcours associés demeurent raisonnables. C'est la raison pour laquelle les multidétecteurs Indra <sup>19)</sup> (Ganil), Miniball <sup>20)</sup> (MSU), Chimera <sup>21)</sup> (Catane), Amphora (Sara) <sup>15)</sup> ou Isis <sup>22)</sup> (Indiana : détecteur utilisé avec des ions légers à Saturne), sont tous fondés sur une

identification par méthode  $\Delta E$ -E. Ces divers équipements diffèrent par le choix des étages  $\Delta E$  et E (donc les seuils associés), par la nature des matériaux détecteurs retenus (donc les résolutions en énergie et les performances d'identification) par l'électronique associée (donc la dynamique en énergie accessible), par leur nombre de modules (donc les multiplicités maximales accessibles) et par les méthodes de calibration mises en oeuvre. Le choix d'un premier étage à gaz (Indra et Isis) autorise des seuils bas ; inversement, il pose le problème de zones mortes qui n'a correctement été résolu que dans Indra (efficacité géométrique supérieure à 90%). Le choix du silicium pour l'un des étages de détection permet d'assurer des performances optimales en identification (jusqu'à  $Z=50$  dans Indra) et en résolution en énergie. Une granularité de plusieurs centaines permet d'atteindre des multiplicités de 40-50 avec un taux d'erreur acceptable (5% de double comptage pour 320 détecteurs et une multiplicité de 40 <sup>19)</sup>). Le problème des calibrations est sévère car la réponse des scintillateurs dépend du produit détecté. Or, tous les multidétecteurs utilisent les scintillateurs pour dernier étage car ce sont les seuls que l'on sait construire épais. De tous les multidétecteurs actuellement sur le marché, seul Indra autorise des études cinématiques claires car c'est le seul pour lequel des efforts importants ont été menés au niveau des calibrations.

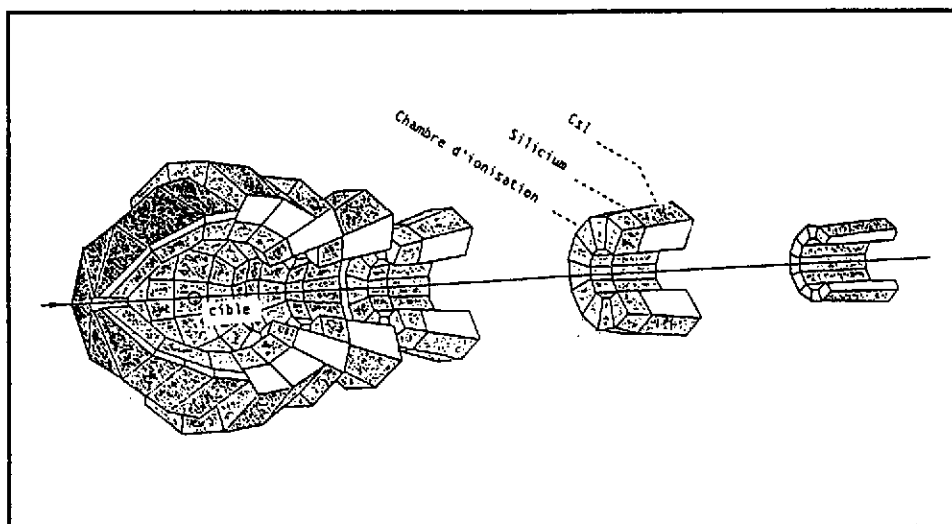


Figure I-5: Schéma de Indra et de ses 17 couronnes. Extrait de <sup>19)</sup>.

Le tableau I-1 de la page suivante résume les caractéristiques principales des principaux multidétecteurs disponibles.

	Indra	Miniball	Chimera	Amphora	ISIS
nombre de modules	336	215(188)	1192	140	162
nature des détecteurs	Gaz Si CsI	phoswich (plast - CsI)	Si CsI	CsI phoswich (<15°)	Gaz Si CsI
couverture angulaire	3-176°	9(14) -160°	1-76°	2-164°	14-86,5° 93,5-166
efficacité géométrique	90%	89%	94%	82%	80%
identification en Z	1-50	1-18	oui	1-9 1-20	1-15
identification en masse	H-He-Li-Be	H-He	oui	H-He	H-He-Li
dynamique MeV/u	seuil 1 MeV/u	Z=3:>1,5(2,2) MeV/u	très bas	Z=2:>4MeV/u	0,5-90
en énergie	identifie H-He jusqu'à 150 MeV/u dynamique:1-5000	Z=10:>2,5(4,5) MeV/u	identifié par TV	Z=10:>8 MeV/u	

Tableau I-1

#### 4) Introduction aux chapitres suivants: chronologie d'une collision

Nous avons choisi de montrer les différents processus apparaissant dans les collisions dissipatives en les introduisant suivant leur ordre d'arrivée dans le temps. Une chronologie très sommaire d'une collision noyau-noyau est indiquée sur la figure I-6.

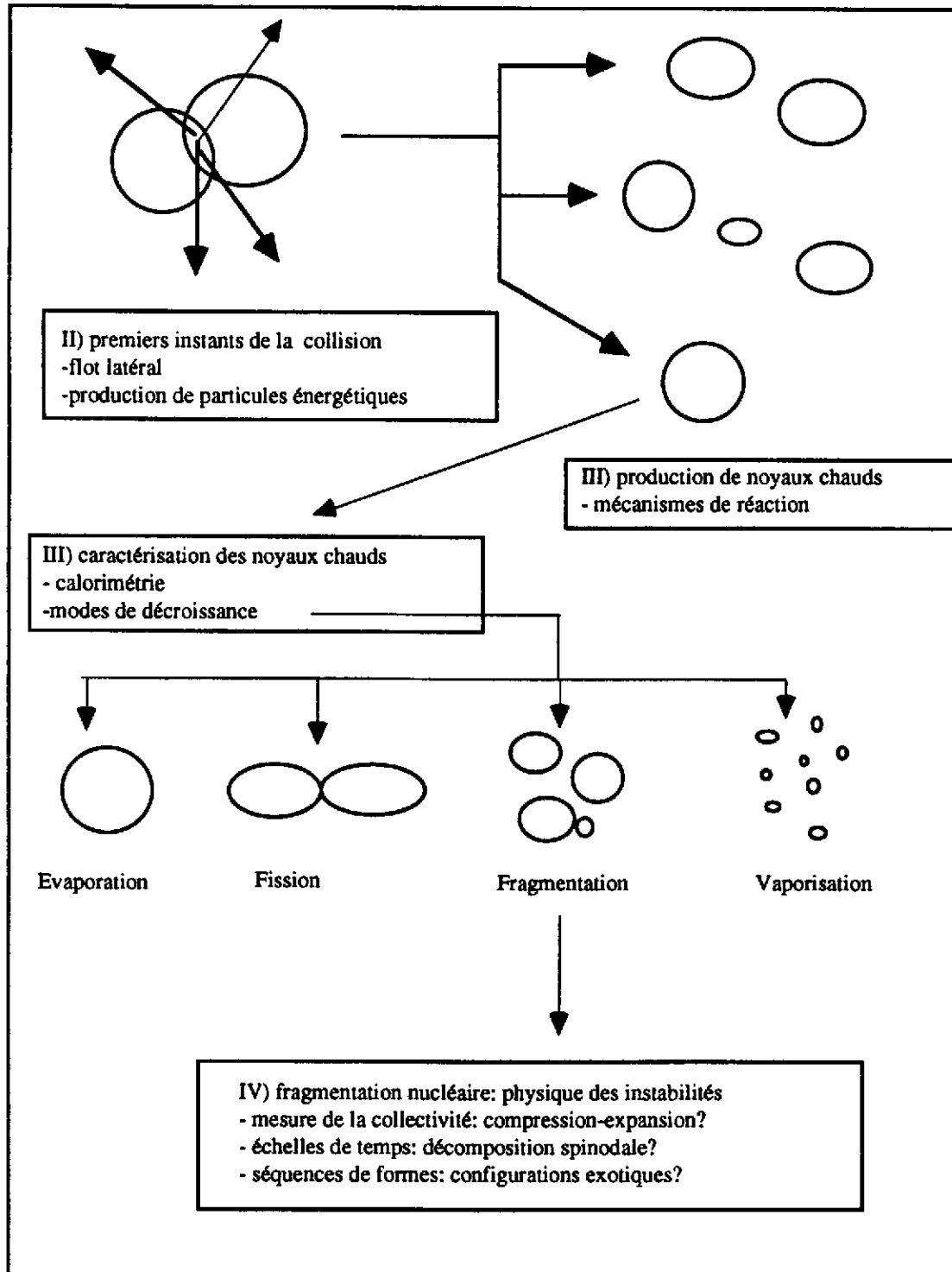


Figure I-6: Chronologie sommaire d'une réaction et ordonnancement des chapitres de ce cours

Nous décrivons donc d'abord au chapitre II les phénomènes les plus rapides. Nous commençons par l'étude du flot latéral des particules de pré-équilibre, puis la production de  $\gamma$  durs est discutée avec la possibilité de mesurer le coefficient d'incompressibilité de la matière nucléaire par la méthode de l'interférométrie d'intensité. La production de particules en dessous du seuil nucléon-nucléon libre est ensuite rapidement abordée. Poursuivant plus en avant dans le temps, nous en arrivons au chapitre III à la description des collisions dissipatives. Les différents mécanismes de réaction sont alors décrits en fonction des caractéristiques du système étudié (masse, énergie incidente, paramètre d'impact). Quelques techniques d'analyse utilisant des variables globales sont montrées avec des applications sur des données issues de détecteurs  $4\pi$ . Les collisions dissipatives produisent une grande variété de noyaux excités. La suite du chapitre s'attache à décrire les méthodes permettant leurs caractérisations en termes de variables thermodynamiques, essentiellement l'énergie d'excitation et la température. La relation entre ces deux dernières quantités est l'objet de la calorimétrie nucléaire avec comme horizon la recherche d'une transition de phase. Une rapide description de tous les modes de décroissance des noyaux chauds observés dans ce domaine d'énergie ainsi que les questions de physique s'y rattachant est ensuite proposée. Enfin, en prélude au dernier chapitre, une discussion sur les aspects statistiques de la fission et de la fragmentation des noyaux est proposée. Le chapitre IV (le dernier) s'attache à décrire, d'un point de vue dynamique, un mode de décroissance particulier des noyaux chauds: la fragmentation. Il y est question de temps, d'énergie collective et de formes et du lien de ces différentes quantités avec les modes d'instabilité pouvant apparaître dans la matière chaude et étendue. Dans tous ces chapitres, nous nous sommes attachés à essayer de mettre en parallèle les résultats expérimentaux et ceux issus des modèles microscopiques actuellement les mieux adaptés à la description de cette physique, à savoir les théories de transport discutés abondamment dans d'autres cours de cette école (23-27).

Enfin, quelques mots sur les sujets qui ne seront pas abordés dans ce cours faute de temps et aussi de compétence. Comme indiqué au premier paragraphe, nous ne décrivons que les collisions dissipatives, c'est à dire celles qui mènent à la production de noyaux chauds ou pour le moins tièdes. Par conséquent, nous ne parlerons pas des collisions élastiques ou quasi-élastiques laissant donc de côté toutes les études sur la structure des noyaux et en particulier l'étude des noyaux exotiques. De même, nous ne traiterons pas des mouvements collectifs de faible amplitude type résonnances géantes (28, 29) bien que l'étude de leur évolution en fonction de la température apporte de précieuses informations sur le comportement collectif des noyaux chauds. La production de pions sous le seuil n'est que marginalement évoquée. L'interférométrie de particules permettant la mesure de taille et de durée de

vie de sources n'est envisagée qu'à travers les expériences  $\gamma$ - $\gamma$  alors que de nombreux résultats ont été obtenus en corrélation proton-proton ou neutron-neutron 30, 31). Les aspects dynamiques de la fission (neutrons de pre-et post-scission, théorie de Kramers,... ) ainsi que la compétition avec la production de résidus lourds ne sont que brièvement mentionnés alors que ce sujet mériterait certainement mieux 32). De même, la recherche d'une transition de phase dans la fragmentation nucléaire via l'extraction d'exposants critiques dans les distributions de charges n'est pas traitée 33).

Enfin, il y a une certaine corrélation (et même une corrélation certaine) entre l'origine de la plupart des données discutées dans ce cours et l'appartenance des auteurs aux collaborations Indra et Nautilus. Nous prions donc les auteurs de travaux relatifs aux sujets traités dans ce cours mais non cités de bien vouloir nous en excuser.



## **II) Processus directs: les premiers instants de la collision**

Dans ce chapitre, nous discutons la physique des premiers instants de la collision à travers deux thèmes qui ont été et sont encore largement étudiés dans le domaine des énergies de Fermi: le flot latéral des particules de pré-équilibre et la production de particules énergétiques.

### **1) Emission de particule de pré-équilibre: le flot latéral**

#### **a) définition et intérêt théorique**

Nous définissons d'abord quelques quantités nécessaires pour la suite de ce chapitre. La rapidité  $Y$  d'une particule de vitesse  $v$  s'écrit:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{1+v}{1-v} \right] \quad (\text{II-1})$$

Dans le domaine cinématique considéré ici, la rapidité se confond pratiquement avec la vitesse. Souvent, on normalise la rapidité de la particule à celle du projectile. Nous définissons maintenant  $p_x$  comme la projection de l'impulsion de chaque particule dans le plan de la réaction et perpendiculairement à l'axe du faisceau. On peut alors obtenir la valeur moyenne du  $p_x$  (en le ramenant par nucléon) en fonction de la rapidité le long du faisceau (dite rapidité parallèle) de la particule comme illustrée sur la figure II-1.

On définit alors le paramètre de flot latéral à l'aide de la formule suivante:

$$F = (Y_{\text{proj}} - Y_{\text{NN}}) \left( \frac{d\langle p_x / A \rangle}{dY} \right)_{Y = Y_{\text{NN}}} \quad (\text{II-2})$$

où  $Y_{\text{NN}}$  correspond à la rapidité nucléon-nucléon et  $Y_{\text{proj}}$  à celle du projectile. Le paramètre de flot latéral s'exprime donc en MeV/u. Il est une expression de la pente de la courbe  $\langle p_x / A \rangle$  au point  $Y_{\text{NN}}$  où sont localisées les particules émises aux premiers instants de la collision, à la suite de diffusions nucléon-nucléon. Cette procédure permet de limiter l'influence des particules qui résultent de la désexcitation du quasi-projectile et de la quasi-cible.

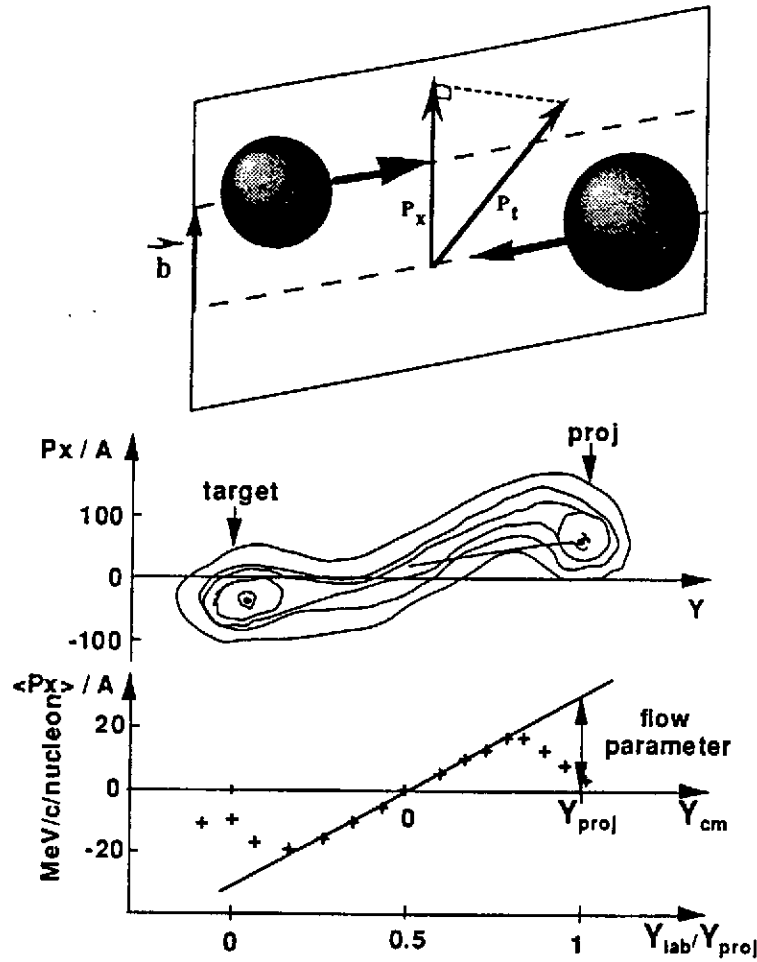


Figure II-1: Définition du paramètre de flot à partir du  $p_x$  moyen.

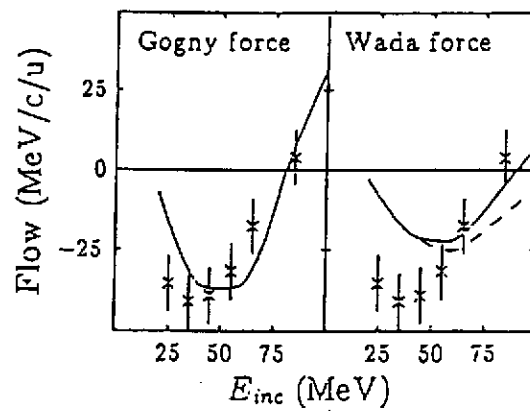


Figure II-2: Comparaison entre le flot mesuré expérimentalement (croix noires) et le résultat de calculs pour deux forces différentes: à gauche, une force non-locale et à droite une force locale. Extrait de <sup>34</sup>).

L'intérêt du flot latéral est lié à sa dépendance vis à vis de l'équation d'état dans les modèles dynamiques. En particulier, la valeur de l'énergie incidente pour laquelle le paramètre de flot s'annule (cette énergie est appelée énergie d'inversion  $E_{ba1}$ ) est une quantité sensible aussi bien aux ingrédients de la force qu'à la structure même de celle-ci (en particulier ses aspects non-locaux) comme on peut le voir sur la figure II-2 34).

### b) estimer le paramètre d'impact et le plan de réaction

Afin de pouvoir comparer les données expérimentales avec le résultats des calculs microscopiques, il est nécessaire de pouvoir définir le mieux possible le type de collisions analysées. En particulier, il est crucial de pouvoir estimer événement par événement le paramètre d'impact de la collision. La technique générique est toujours la même: il faut trouver une variable  $\phi$  (ou une combinaison de variables) dont l'évolution est corrélée le mieux possible et de façon bijective avec le paramètre d'impact (voir figure II-3). Dans la pratique, plusieurs variables (multiplicités de particules, quantités transverses....) doivent être essayées et les résultats doivent être confrontés avec ceux issus de simulations. Une telle étude a été entreprise dans la réf.35) (figure II-4).

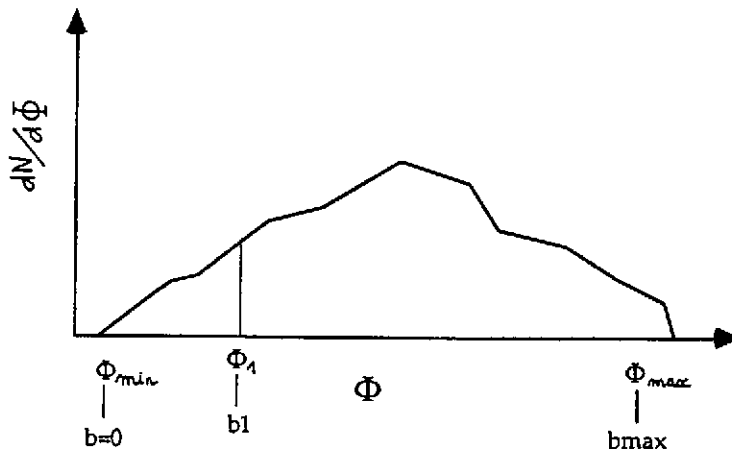


Figure II-3: Distribution de la variable  $\Phi$  pour la détermination du paramètre d'impact, pour l'illustration, on a supposé que  $\Phi$  augmente avec  $b$ .

Si l'on suppose que la distribution de  $\phi$  n'est pas distordue par le dispositif expérimental, c'est à dire si il existe un relation bi-univoque entre les valeurs

mesurée et vraie de  $\phi$ , alors les deux équations suivantes permettent d'estimer le paramètre d'impact:

$$\int_{\phi_{\min}}^{\phi_{\max}} \frac{dN}{d\phi} \cdot d\phi = \pi b_{\max}^2 \quad (\text{II-3})$$

$$\int_{\phi_{\min}}^{\phi_1} \frac{dN}{d\phi} \cdot d\phi = \pi b_1^2 \quad (\text{II-4})$$

où cette dernière équation permet de déterminer  $b_1$ .

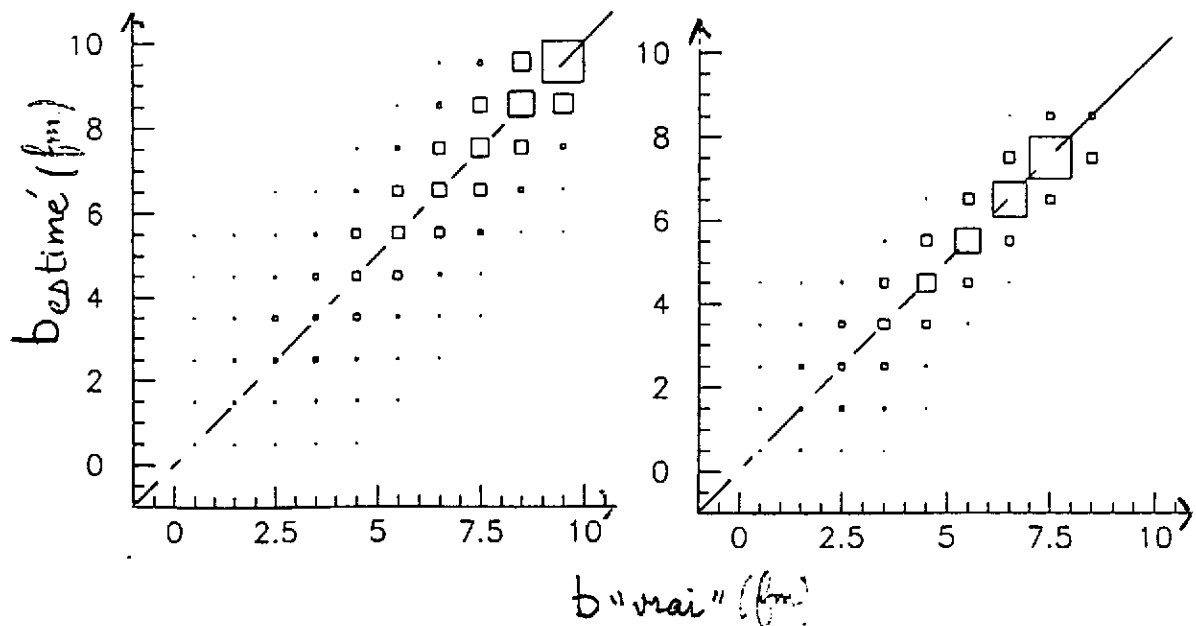


Figure II-4: Corrélation entre le paramètre d'impact estimé avec la variable  $p_{\text{trans}}$  et le paramètre d'impact "vrai". Les deux modèles utilisés sont à gauche, QMD 27) et à droite, Eugène 36). Extrait de 35).

Une fois le paramètre d'impact estimé, il est nécessaire de déterminer le plan de réaction afin de pouvoir projeter les impulsions des particules dans ce plan et mesurer le flot. Il existe plusieurs techniques et nous renvoyons aux deux références suivantes pour une discussion détaillée des mérites comparés de chaque méthode 37, 38).

c) extraire le flot et comparer avec la théorie

Nous sommes maintenant en mesure d'extraire le flot en calculant la valeur moyenne de l'impulsion transverse de chaque particule dans le plan de réaction en fonction de sa rapidité. La dérivée de cette fonction autour de la rapidité centre de masse donne la valeur du flot. On a reporté sur la figure II-5, la systématique des résultats obtenus dans le domaine des énergies de Fermi concernant l'énergie d'inversion en fonction d'une variable d'échelle  $A^{-1/3}$  où  $A$  est la masse totale du système. La raison de ce choix est liée au fait que la valeur de l'énergie d'inversion est le résultat de deux effets antagonistes:

- les collisions nucléon-nucléon dont le nombre est grossièrement proportionnel au volume du système (dépendance en  $A$ ) qui ont un effet répulsif sur le flot.

- l'influence du champ moyen qui a un effet attractif sur le flot et qui est caractérisé par des effets de surface (dépendance en  $A^{2/3}$ ).

La combinaison des deux effets donne donc une dépendance en  $A^{-1/3}$ . Sur cette figure, on peut voir le résultat de calculs dynamiques (ligne pointillée) basés sur la résolution de l'équation de Boltzmann nucléaire <sup>39)</sup>. Nous observons un très bon accord entre la théorie et les données.

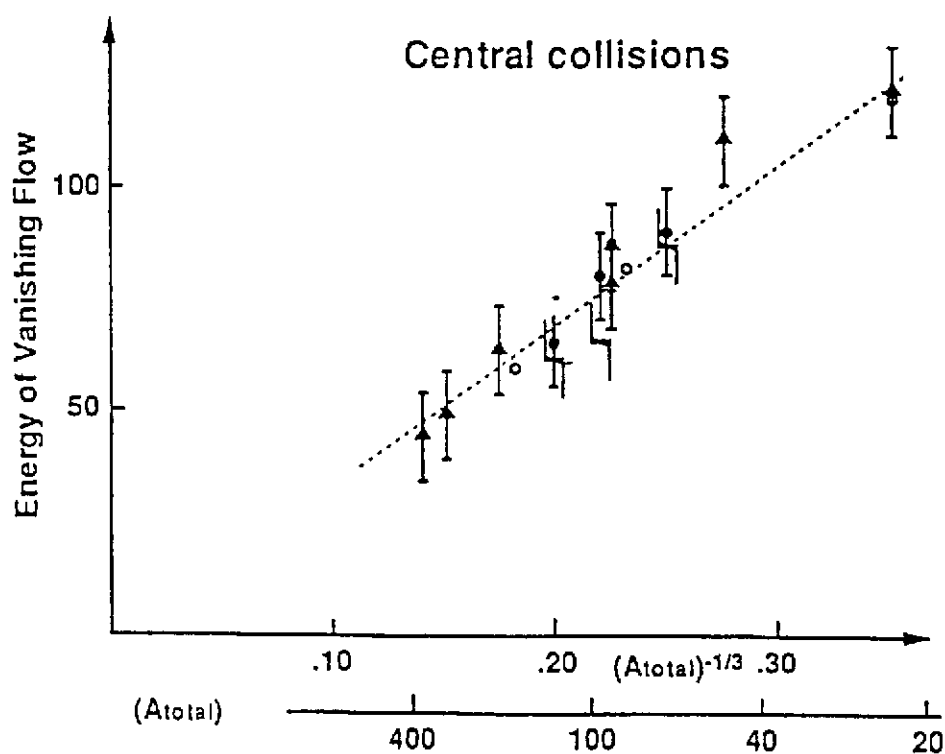


Figure II-5: Systématique des résultats obtenus sur la détermination de l'énergie d'inversion aux énergies de Fermi en fonction  $A^{-1/3}$ , avec  $A$  masse totale du système considéré. La dépendance en fonction de  $A$  est expliquée dans le texte. Extrait de <sup>38)</sup> et références incluses.

Cette observable n'est pas la seule qui permette de tester les modèles. L'évolution du flot latéral en fonction du paramètre d'impact et de la charge (ou la masse) de la particule considérée ont aussi été étudié. A titre d'exemple, nous indiquons figure II-6, la variation de  $E_{bal}$  avec le paramètre d'impact pour le système Zn+Ni. Comme il se doit,  $E_{bal}$  augmente avec  $b$ . De plus, on observe un comportement différent selon que l'on considère les  $Z=1$  ou les  $Z=2$ . Ceci peut être le signal de l'importance des effets coulombiens dans le processus.

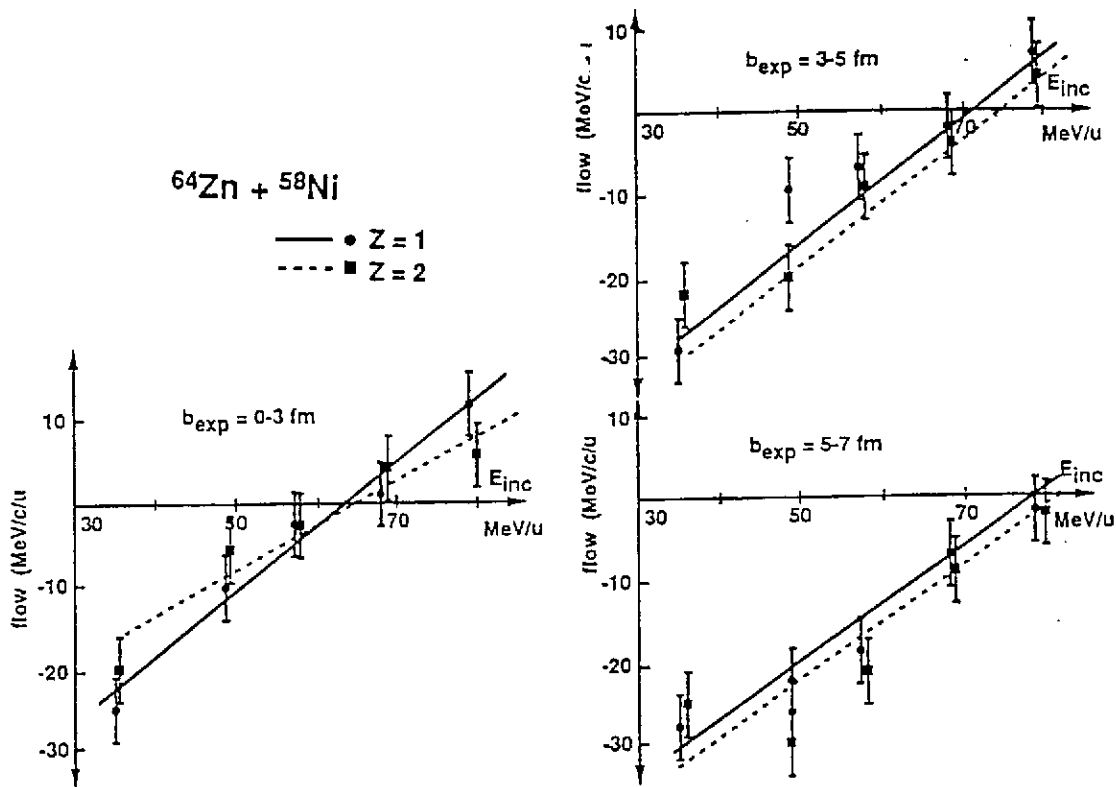


Figure II-6: Dépendance en fonction du paramètre d'impact de l'énergie d'inversion pour le système Zn+Ni. Extrait de [38].

## 2) Production de particules énergétiques:

### interférométrie $\gamma$ - $\gamma$ et production de $\pi$ et de K

Dans cette deuxième partie de chapitre, nous discutons la physique des processus rapides en termes de production de particules à travers l'interférométrie  $\gamma$ - $\gamma$  et la production de Kaons et de  $\pi$ .

### a) interférométrie de photons durs et équation d'état

L'intérêt de l'étude de la production des  $\gamma$  durs tient à ce que ces derniers sont produits dans des collisions n-p de type "bremstrahlung" (rayonnement de freinage) et sont donc les témoins privilégiés de la phase de haute densité et de forte compression qui peut être créée dans la zone de recouvrement des deux noyaux dans les premiers instants de la collision. C'est en effet dans cette zone que les collisions nucléon-nucléon sont les plus violentes. L'autre intérêt des  $\gamma$  durs est leur très faible interaction avec le milieu nucléaire une fois qu'ils ont été produits, ce qui en fait une très bonne sonde, à l'inverse des pions par exemple dont la réabsorption ou la rediffusion dans le milieu brouillent en quelque sorte le signal de production initial. Dans ce genre d'études, on se limite à l'analyse des  $\gamma$  de plus de 20 MeV de façon à éviter les  $\gamma$  de basse énergie issus des décroissances de résonnances géantes ou les  $\gamma$  statistiques de fin de chaînes.

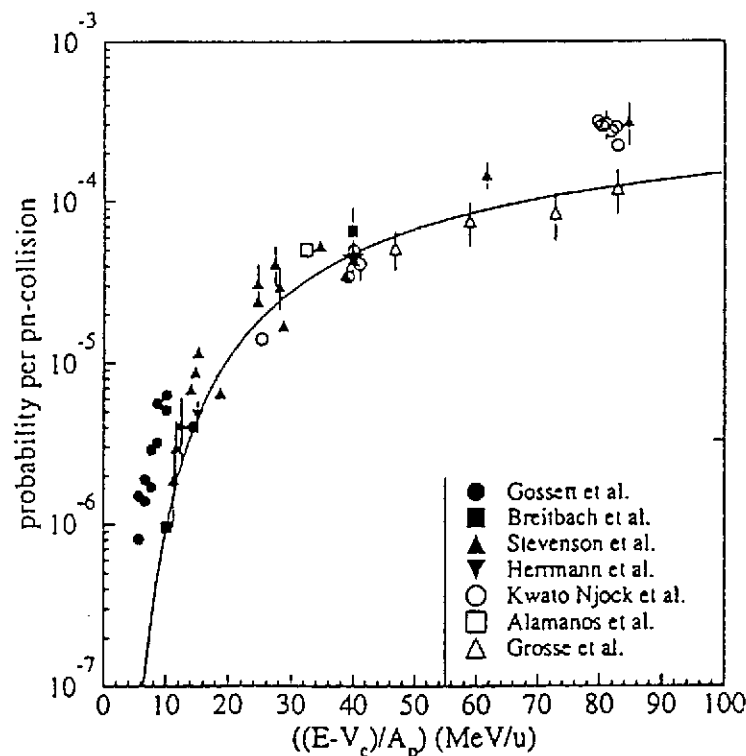


Figure II-7: Multiplicité moyenne de  $\gamma$  durs obtenu à partir de la formule discutée dans le texte. Extrait de 43).

La systématique de la production de  $\gamma$  durs dans les collisions noyau-noyau est illustrée sur la figure II-7. Pour "normaliser" les résultats issus des différents systèmes étudiés, on calcule la multiplicité moyenne de  $\gamma$  produits par collision n-p  $P_{\gamma}^{nn}$  en divisant la multiplicité mesurée par la section efficace totale de réaction  $\sigma_R$  et par le nombre moyen de collisions n-p moyennée sur le paramètre d'impact

$\langle N_{np} \rangle$ . Cette dernière quantité est estimée à l'aide d'un modèle géométrique. Nous avons donc la relation suivante 40):

$$\sigma_{\gamma} = \sigma_R \cdot \langle N_{np} \rangle \cdot P_{\gamma}^{nn} \quad (II-5)$$

Cette systématique a été comparée sur la figure avec le taux de production tel que le donne les modèles microscopiques du type BUU ou Landau-Vlasov 41). Les mesures précédentes correspondent à la détection d'un seul photon, elles ne contraignent pas les modèles d'une façon décisive. Par contre, il peut être intéressant de détecter en coïncidence deux photons car ceci permet de faire de l'interférométrie d'intensité. Cette méthode permet de déterminer la taille de la source émettrice ainsi que le temps de vie 42, 43). De telles mesures ont été faites dans le cas de corrélations hadron-hadron aux énergies de Fermi et aussi dans les domaines relativiste et ultra-relativiste: nous ne les discuterons pas ici et renvoyons en particulier aux deux conférences CORINNE 30,31).

Dans le cas des photons, deux mesures ont été effectuées 44, 45, 46). Nous discutons ici les résultats obtenus par la collaboration TAPS 47) dans une série d'expériences effectuées au GANIL. L'idée que l'interférométrie  $\gamma$ - $\gamma$  puisse permettre de remonter à l'équation d'état est suggérée par des calculs BUU montrés sur la figure II-8. Dans ces calculs, la production de  $\gamma$  durs en fonction du temps pour différents énergies incidentes a été estimée. Vers 30 fm/c, il y a une phase de forte compression qui correspond à un premier "flash" de  $\gamma$  durs puis une phase d'expansion qui dure jusque vers 120 fm/c environ suivie éventuellement en fonction de l'énergie incidente d'une nouvelle compression accompagnée d'un second "flash"  $\gamma$ . L'intensité relative des deux "flashes" est directement reliée à la compressibilité de la matière nucléaire si l'on en croit ces calculs.

Est-il possible expérimentalement d'observer un tel processus? En mesurant la fonction de corrélation des deux  $\gamma$  émis en coïncidence, les auteurs de la réf. 45) affirment que l'on peut remonter à l'intensité relative des deux "flashes" de photons et par comparaison avec la théorie extraire une valeur de K.



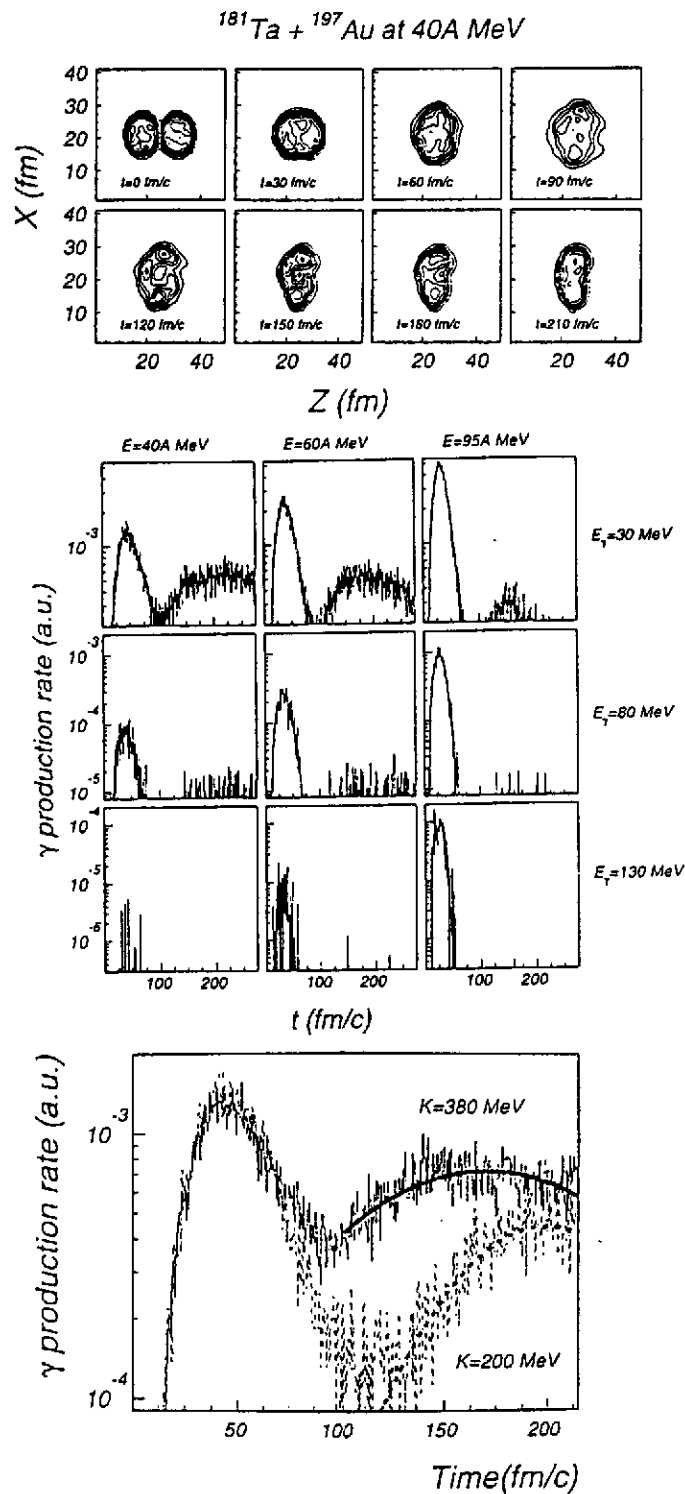


Figure II-8: Résultats de calculs BUU concernant la production de  $\gamma$ . En haut, évolution des contours de densité de la matière pour une collision centrale Ta+Au à 40 MeV/u. Au milieu, la production de  $\gamma$  en fonction du temps pour trois énergies incidentes et pour trois fenêtres en énergies de  $\gamma$ . On distingue les deux "flashes"  $\gamma$  discutés dans le texte. Enfin, en bas, l'influence de K sur l'intensité relative des deux "flashes" est montrée dans la cas Ta+Au à 40 MeV/u et pour  $b=5$  fm. Extrait de <sup>45)</sup>.

Dans le cas de deux sources de photons séparées dans l'espace-temps avec des intensités relatives normalisées A et B (figure II-9), on peut montrer que sous certaines hypothèses discutées en détail dans la réf.<sup>45)</sup>, la fonction de corrélation prend une forme modulée:

$$C_{12}(Q_{inv}) = 1 + \lambda_{inv} \exp\left(-\frac{Q_{inv}^2 R_{inv}^2}{2\hbar^2 c^2}\right) \times \mathcal{I}_{gg}(Q_{inv}) \quad (\text{II-6})$$

$$\mathcal{I}_{gg}(Q_{inv}) = A^2 + B^2 + 2AB \cos\left(\frac{Q_{inv} \Delta r_{inv}}{\hbar c}\right)$$

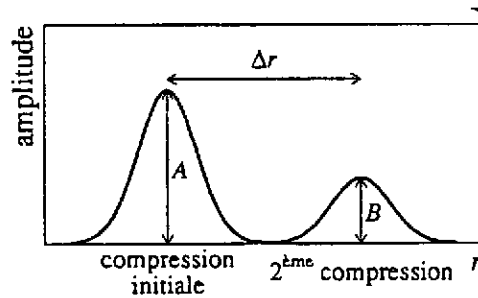


Figure II-9: Description schématique des deux sources de photons dans l'espace-temps.  
Extrait de <sup>45)</sup>.

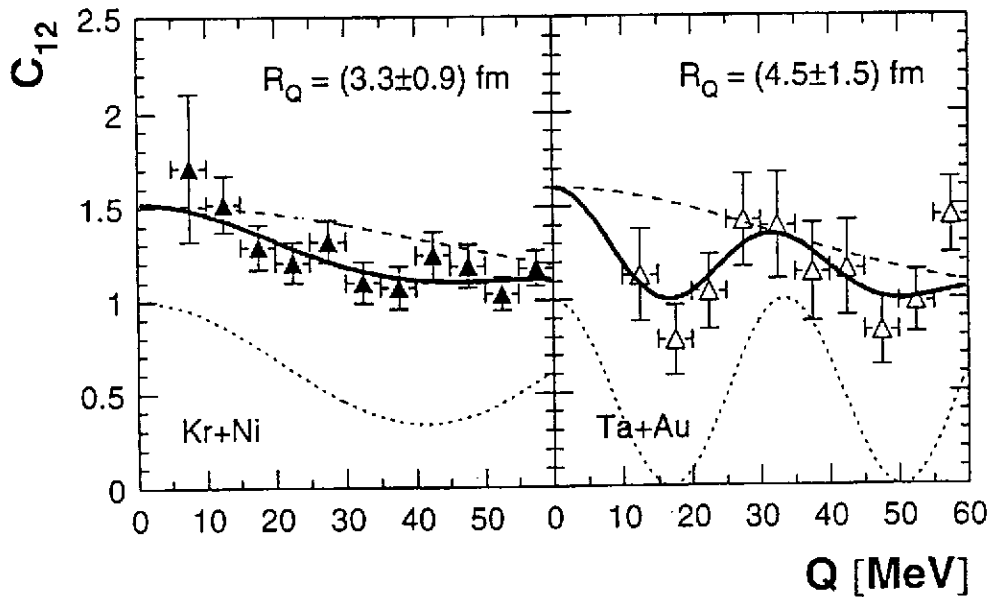


Figure II-10: Fonctions de corrélation  $\gamma\text{-}\gamma$  pour les deux systèmes Kr+Ni à 60 MeV/u et Ta+Au à 40 MeV/u. Les courbes en gras correspondent au meilleur ajustement possible à l'aide de la formule du texte. Extrait de <sup>45)</sup>.

Comme indiqué plus haut, les intensités relatives des deux sources sont reliées à la compressibilité de la matière nucléaire. Des valeurs indiquées dans la figure II-10, une estimation de  $K$  peut être obtenue:  $K=300 \pm 50$  MeV. Nous reviendrons sur cette valeur dans les conclusions de ce chapitre.

#### **b) production de pions et de kaons: phénomènes rares et fluctuations**

Nous en venons maintenant à la production de particules sous le seuil. Nous considérons donc des collisions noyau-noyau pour lesquelles l'énergie incidente par nucléon est inférieure à l'énergie nécessaire  $E_0$  pour produire la particule dans une collision nucléon-nucléon libre. Aux énergies de Fermi, cela concerne les pions ( $E_0 = 180$  MeV) et les kaons ( $E_0 = 671$  MeV). Dans ces conditions cinématiques, la production de particules requiert soit des effets de milieu type mouvement de Fermi dans les collisions individuelles nucléon-nucléon soit des effets coopératifs entre plusieurs nucléons. Dans tous les cas, il est intéressant de pouvoir comparer les taux de production de particules dans les collisions noyau-noyau ( $A+A$ ) et proton-noyau ( $p+A$ ). Ceci est illustré sur la figure II-11 où l'on a reporté la multiplicité moyenne par collision nucléon-nucléon (voir paragraphe précédent). L'abscisse  $\eta$  correspond à une énergie normalisée de telle sorte que  $\eta=1$  correspond au seuil de production libre de la particule en question. Deux régimes très différents peuvent être observés pour la production des pions: pour  $\eta$  plus grand que 1, les données en  $p+A$  et  $A+A$  concordent, ce qui prouve que la méthode de réduction des sections efficaces est correcte. Cependant, dans la région cinématique où  $\eta$  est plus petit que 1, on remarque que la probabilité de produire un pion n'est plus la même dans les collisions  $p+A$  (ce résultat est similaire au cas nucléon-nucléon libre) et dans les collisions  $A+A$ . Cette grande différence de comportement pourrait être la signature d'effets collectifs dans la production des particules sous le seuil dans les collisions noyau-noyau.

Nous en venons à la production de particules très en dessous du seuil nucléon-nucléon libre. Nous prenons comme exemple la production de kaons dans des collisions nucléaires proches de 100 MeV/u. Ce type de mesures permet de tester les théories de transport (et aussi l'habileté des expérimentateurs) dans des conditions extrêmes. La section efficace est en effet très faible et la soustraction de tous les signaux parasites afin d'isoler le signal kaon est un travail ardu. Une expérience de ce type a pu être menée à bien au Ganil. Les sections efficaces mesurées dans les collisions  $Ar+X$  à 92 MeV/u sont indiquées dans le tableau suivant ainsi que l'énergie disponible dans le centre de masse qui doit être comparée aux 671 MeV nécessaires pour produire le Kaon <sup>50</sup>).

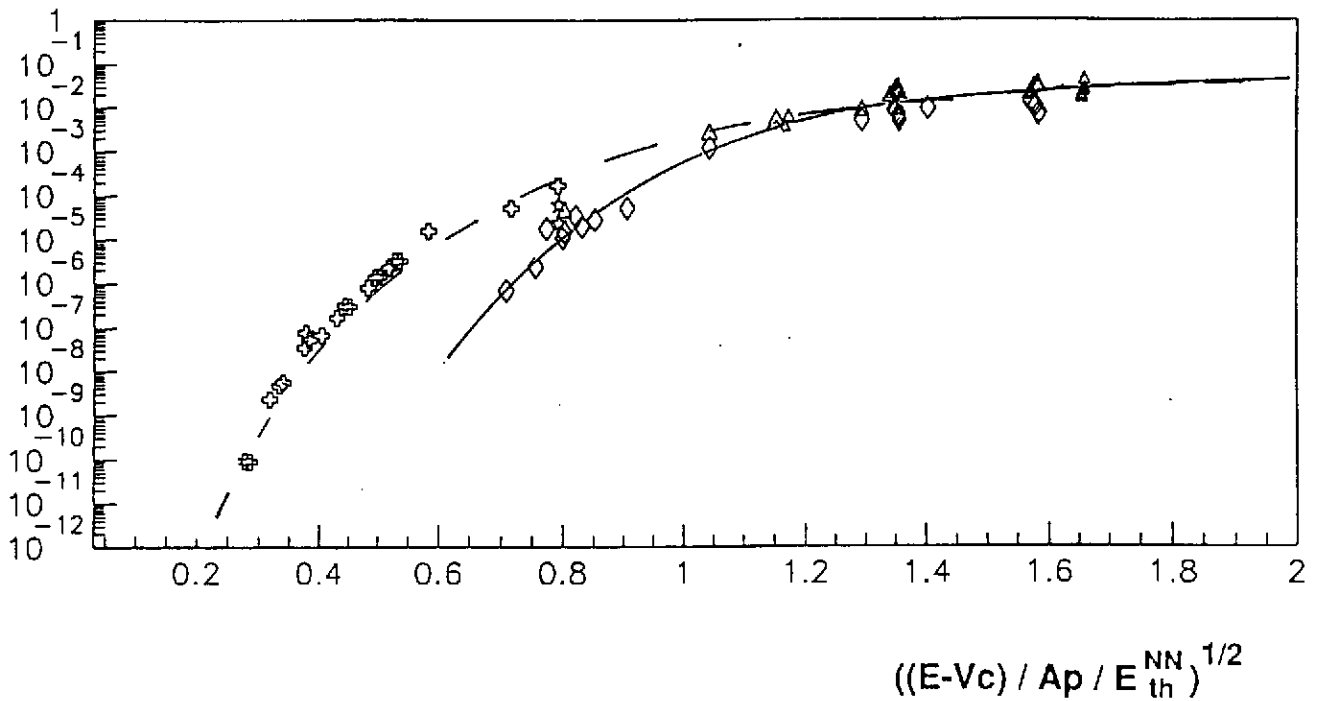


Figure II-11: Multiplicité réduite de pions dans les différents régimes cinématiques discutés dans le texte. Les croix et les triangles correspondent aux collisions A+A tandis que les losanges correspondent à p+A. Les lignes servent à guider l'oeil.  
Extrait de <sup>48)</sup> et avec l'aimable autorisation de J.F Lecolley <sup>49)</sup>.

Pour chaque système, un calcul de l'espace de phase disponible a été effectué. Comme le montre la figure II-12, l'évolution obtenue est en assez bon accord avec les données. Quelques calculs basés sur les théories de transport ont été tentés pour retrouver la section efficace expérimentale <sup>51)</sup>. La conclusion est qu'il est nécessaire d'inclure dans la théorie les fluctuations et donc d'aller au delà du formalisme habituel de l'équation de Boltzmann. Cette extension baptisée équation de Boltzmann-Langevin est discutée dans cette école par E. Suraud <sup>52)</sup>.

Target	ECM Available energy Mev	Cross section ( $\mu\text{barr}$ )
$^{12}_6\text{C}$	820	+ 121 78 - 39
$^{48}_{22}\text{Ti}$	1870	+ 691 497 - 340
$^{181}_{73}\text{Ta}$	2744	+ 3866 2839 - 2062

Tableau II-1: Sections efficaces de production de Kaons pour les trois systèmes mentionnés dans le texte. Pour chacun d'entre eux, on a indiqué l'énergie totale disponible à comparer avec les 671 MeV requis pour produire un Kaon 50).

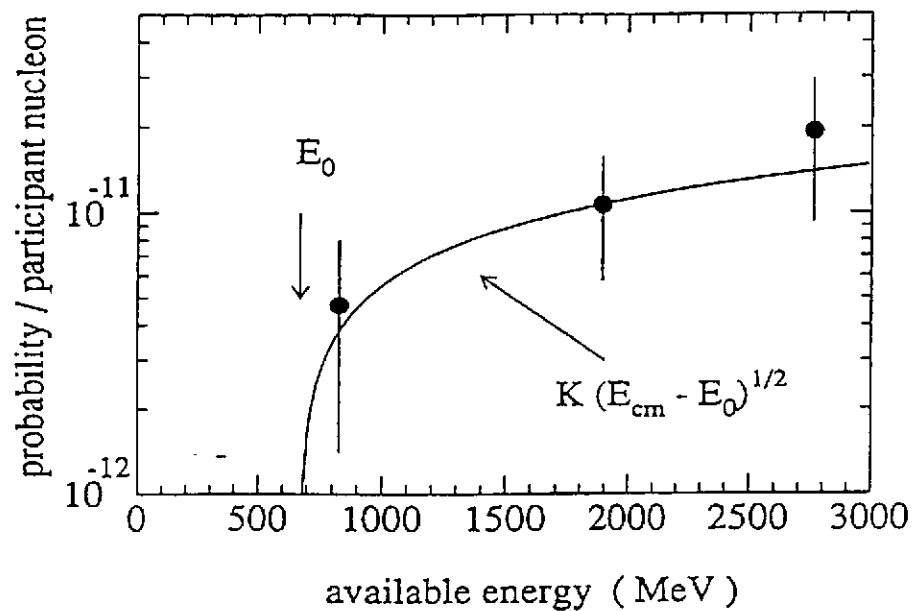


Figure II-12: Comparaison entre un calcul d'espace de phase à deux corps et les données expérimentales pour la production de kaons en dessous de 100 MeV/u (voir texte). Extrait de 50).

### 3) Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons discuté quelques unes des signatures expérimentales les plus utilisées pour comprendre les phénomènes rapides se produisant dans les premiers instants de la collision. L'accent a été mis sur la possibilité d'utiliser ces signaux pour remonter à certains paramètres de l'équation d'état.

En ce qui concerne les études sur le flot latéral, une systématique sur les énergies d'inversion est maintenant disponible au moins pour les systèmes de masses faibles ou intermédiaires. Cette systématique, quand elle est comparée avec les résultats des calculs microscopiques, montre qu'il est nécessaire pour ces derniers d'utiliser des forces effectives "réalistes" ayant notamment une dépendance correcte en impulsion. Un bon accord avec les données est obtenu si l'on utilise des forces ayant des compressibilités de l'ordre de 220 MeV en accord avec les analyses sur la résonance monopolaire géante <sup>53</sup>). D'autres observables sont encore à comprendre dans le cadre de ces modèles, en particulier la dépendance du flot latéral en fonction de la charge de la particule considérée ainsi que son évolution en fonction du paramètre d'impact.

La production de  $\gamma$  durs et plus particulièrement l'étude de l'interférométrie  $\gamma$ - $\gamma$  ont été discutées dans le cadre des expériences TAPS. Les résultats de ces expériences délicates suggèrent la possibilité de mesurer le coefficient K à l'aide de l'intensité relative entre les deux "flashes"  $\gamma$  produits au cours des deux phases successives de compression que peut subir le système dans certaines conditions de paramètre d'impact et d'énergie incidente. La valeur extraite de l'analyse est plus élevée que celle trouvée dans le cadre des analyses de flot latéral. Il est clair que d'autres mesures de ce type devraient être faites pour pouvoir confirmer ce premier résultat et son interprétation.

En ce qui concerne la production de particules énergétiques, une comparaison des taux de production de  $\pi$  dans les collisions p+A et A+A semble indiquer la présence d'effets collectifs dans la région en dessous du seuil de production nucléon-nucléon libre. Une mesure de la production des K très en dessous du seuil et même au voisinage du seuil absolu a pu être obtenue. Reproduire cette section efficace à l'aide des modèles de transport nucléaire est un très sérieux challenge qui pose avec acuité le problème de l'inclusion des fluctuations dans ce type de théorie.

### **III) Collisions dissipatives : la physique des noyaux chauds**

Dans ce chapitre, nous suivons le fil du temps de notre réaction schématiquement décrite sur la figure I-6 et nous parvenons aux instants de la collision pour lesquels le destin des deux noyaux en interaction va se jouer. En fonction du paramètre d'impact, une partie plus ou moins importante de l'énergie et du moment angulaire disponibles dans le mouvement relatif va se dissiper vers les degrés de liberté internes des deux noyaux et les conduire dans des états extrêmes de température et éventuellement de pression et de moment angulaire. Ce chapitre est essentiellement divisé en deux parties, la première est consacré aux modes de production des noyaux chauds et permet de développer une classification des différents types de collisions tandis que la seconde est plus particulièrement centrée sur la caractérisation des noyaux chauds formés et ce qu'ils peuvent nous apprendre sur la matière nucléaire excitée.

#### **1) Production des noyaux chauds: caractériser la collision**

Il y a essentiellement deux façons de produire des noyaux chauds dans les collisions noyau-noyau: par fusion et par transfert très inélastique. Dans le premier cas, un seul noyau est produit alors que dans le second, les deux partenaires finals sont tous les deux fortement excités. Cependant, comme nous le verrons par la suite, il existe pour certains paramètres d'impact, une situation intermédiaire pour laquelle ce schéma simpliste ne s'applique pas (§ 1-c).

Les deux mécanismes de fusion et de transfert très inélastique ont été très bien reconnus pour les énergies de bombardement inférieures à 10 MeV/u <sup>54)</sup>. Pour des énergies de bombardement plus élevées, il a été longtemps admis que les collisions périphériques conduisaient à une dissipation faible de l'énergie incidente, alors que les collisions centrales conduisaient à une fusion incomplète<sup>55)</sup>. Paradoxalement, peu fut dit ou publié sur les transferts très inélastiques et quelques auteurs seulement les ont explicitement reconnus au-dessus de 20 MeV/u<sup>56, 57, 58)</sup>.

Or, il apparaît aujourd'hui que ce mécanisme, ou plus généralement un processus à dominance binaire, est le plus probable même pour les systèmes légers pour lesquels il restait marginal en-dessous de 10 MeV/u. Par exemple, il a été reconnu pour les systèmes Ar+Al <sup>59)</sup>, Ar+KCl <sup>60)</sup> ou Zn+Ti <sup>61)</sup>. Il a été établi que la place laissée à la fusion est très faible < 100 mbarn pour Ar+KCl à 32 MeV/u <sup>60)</sup> et il semble bien aujourd'hui que la production de noyaux chauds est assurée pour l'essentiel par les collisions de type binaire. Bien sûr, le résultat précédent est aussi observé pour les systèmes plus lourds: les transferts très inélastiques sont très

dominants pour des systèmes tels que  $\text{Pb}+\text{Au}$  <sup>62)</sup> ou  $\text{Xe}+\text{Sn}$  <sup>60)</sup> ou  $\text{Bi}+\text{Xe}$  <sup>63)</sup>. Dans tous les cas, la réaction conduit pour l'essentiel à deux produits excités qui subissent ensuite une désexcitation.

Etudier les noyaux chauds implique bien sûr de les identifier, ce qui suppose un tri préalable des événements (§ 1-a), puis une reconstruction des sources d'émission (§ 1-b) et éventuellement la mise en évidence d'effets dynamiques tels que l'émission au col (§ 1-c). La caractérisation des produits chauds créés dans la collision passe par la détermination des énergies d'excitation  $\epsilon^*$  (§ 2-a) puis par une mesure de la température  $T$  (§ 2-b). Dans le § 2-c, nous discutons la relation entre  $\epsilon^*$  et  $T$  et la possibilité de mettre en évidence une transition de phase. Le § 3 est consacré à une description rapide des différents modes de décroissance des noyaux tandis que dans le § 4, les aspects statistiques de la fission et de la fragmentation sont discutés.

#### a) Reconnaissance ou tri des événements

Reconnaître qu'un événement est de type fusion ou transfert très inélastique est aisé à faible énergie incidente. En effet, dans ce cas, les noyaux libérés (produit de fusion, quasi-projectile ou quasi-cible) sont peu dénaturés par la phase finale de désexcitation de ces produits. A l'inverse, au-dessus de 10 MeV/u, les sources excitées subissent des désexcitations sévères conduisant à de multiples produits finals qui résultent d'évaporation (y compris d'agrégats), de fissions successives ou de multifragmentation. Reconstruire les sources primaires issues de la collision n'est donc plus un jeu aisé. Il faut détecter tous les produits auxquels elles ont donné naissance et "remonter le temps" pour leur assigner leur source de départ. Seul un multidétecteur  $4\pi$  puissant permet une telle analyse. Il est cependant important de noter que bien détecter ne suffit pas. En effet, deux difficultés viennent entraver l'analyse: celle de trouver des algorithmes permettant d'attribuer tel ou tel produit à telle ou telle source; et, plus grave, celle qui consiste à trier les produits issus d'une source de ceux dynamiquement émis pendant la collision et pour lesquels la notion de source perd sa signification. On se heurte à ce niveau aux problèmes regroupés sous le vocable vague d'émission de pré-équilibre: tout produit émis, avant qu'un certain ordre ne soit établi dans le système, peut être affublé de ce terme. Entrent dans cette catégorie les particules du projectile (de la cible) qui ne subissent pas ou peu de collisions avant de s'échapper, c'est-à-dire celles qui n'ont pas exploré une phase d'équilibre du système ou d'une partie (source) du système. Ces particules, inexistantes à faible énergie incidente, viennent "polluer" les données lorsque les temps de thermalisation ou de désexcitation du système deviennent comparables aux temps de collision.



Compte-tenu des difficultés discutées ci-dessus, la façon la moins "compromettante" de classer les collisions consiste à ne pas chercher a priori à identifier des sources. On pourra dans ce sens chercher une analyse dégageant la "forme" globale de l'événement. Celle fondée sur les tenseurs de moments ou d'énergies ou de vitesses entre dans ce cadre 64).

Les composantes de ces tenseurs sont de la forme:

$$F_{ij} = \sum_{v=1}^N \gamma p_i^{(v)} p_j^{(v)} \quad (\text{III-1})$$

La sommation est effectuée sur toutes les particules de l'événement et les indices courants  $i$  et  $j$  représentent les trois composantes des coordonnées cartésiennes de leur impulsion  $\vec{p}$  dans le centre de masse. Le facteur  $\gamma$  est un poids qui permet de donner une signification physique au tenseur: tenseur des moments si  $\gamma=1/p$ , tenseur des énergies si  $\gamma=1/2m$  ( $m$ : masse), tenseur des vitesses si  $\gamma=1/mp$ . Généralement, les analyses sont menées à l'aide du tenseur des moments. Il est commode de le diagonaliser afin d'obtenir les valeurs propres associées  $\lambda_i$  normalisées et classées de manière à satisfaire les relations:

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 1 \quad (\text{III-2})$$

$$\lambda_1 \leq \lambda_2 \leq \lambda_3 \quad (\text{III-3})$$

Le vecteur propre associé à  $\lambda_3$  donne la direction "d'écoulement" privilégié de la matière dans l'événement (noté  $\theta$  sur la fig. III-1).

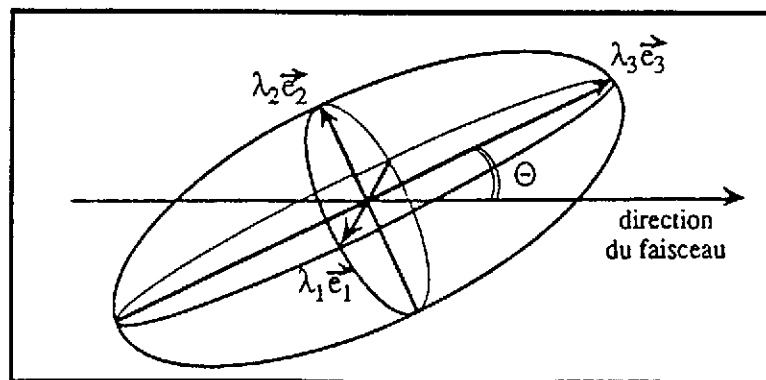


Figure III-1: Ellipsoïde caractéristique d'un événement calculé à partir du tenseur des moments.

Des quantités comme la coplanarité  $C$  ou la sphéricité  $S$  sont déduites de cette analyse; ce sont des combinaisons linéaires des valeurs propres  $\lambda_i$  du tenseur diagonalisé. La figure III-2 donne les définitions de ces grandeurs et montre

comment les diverses zones du triangle autorisé dans le diagramme C-S sont associées à des formes différentes d'événements. On a pu ainsi reconnaître que la majorité des événements observés dans les collisions noyau-noyau correspondent à la forme "cigare", en accord avec l'hypothèse d'un mécanisme binaire annoncé au début de ce chapitre.

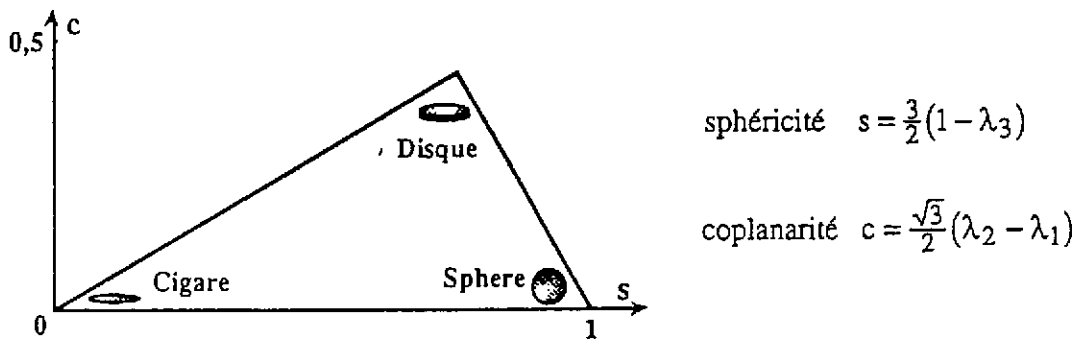


Figure III-2: Définition de la sphéricité  $S$  et de la coplanarité  $C$ .  
Les lieux dans le plan C-S de quelques formes géométriques typiques ont été indiqués.

Fondée sur le même principe que l'analyse en tenseurs, l'analyse en moments de Fox <sup>65, 66)</sup> permet aussi de trier selon la forme de l'événement. Ces moments s'écrivent:

$$H_l = \frac{\sum_{i,j} |\vec{p}_i| |\vec{p}_j|}{N} P_l(\cos \theta_{ij}) \quad (\text{III-4})$$

avec  $P_l$ : polynômes de Legendre;  $\theta_{ij}$ : angle entre les deux particules  $i$  et  $j$  d'impulsion  $\vec{p}_i$  et  $\vec{p}_j$ . La sommation porte sur tous les couples de particules d'un événement.  $N$  est un facteur de normalisation tel que  $H_0=1$ . On a par ailleurs  $H_1=0$ . Pour les autres moments,  $H_l = 0$  pour tout  $l$  si les événements sont isotropes. Cette méthode de classification a été utilisée récemment sur Indra <sup>66)</sup> en particulier pour sélectionner les événements de type fusion.

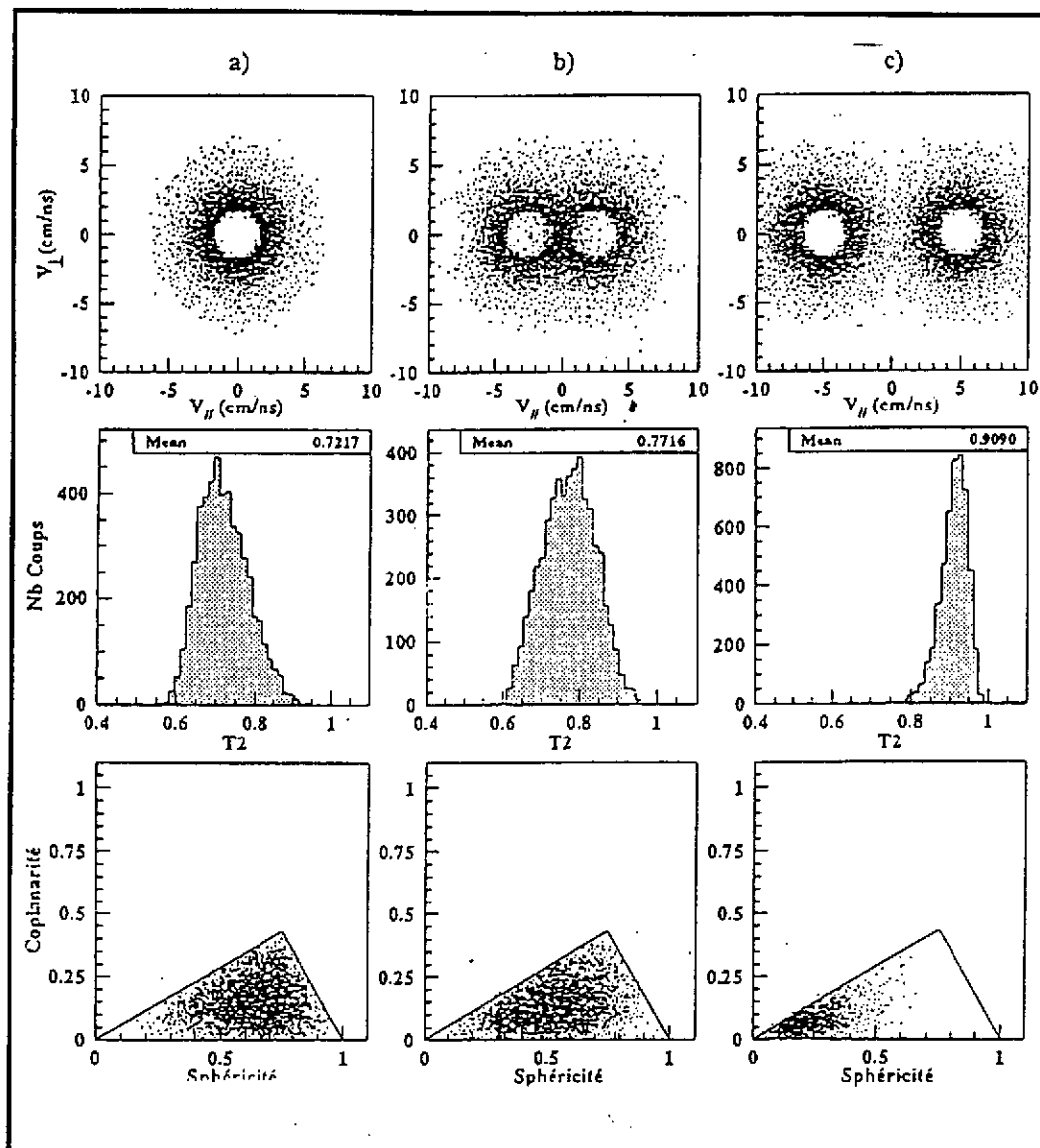


Figure III-3: Simulation d'émission de douze particules alpha par un système de 80 nucléons correspondant à une source unique (a), deux sources à  $\pm 2.5$  cm/ns (b) et  $\pm 5$  cm/ns (c) dans le centre de masse (voir le texte). Extrait de 60).

D'autres variables de tri ont été proposées: "l'énergie ou le moment perpendiculaire" à l'axe du faisceau 59, 61); l'idée est ici que la dissipation en énergie peut être mesurée grâce à la conversion de l'énergie cinétique primaire en énergie distribuée dans toutes les directions dans le centre des masses du système. Cette perte de mémoire de la direction du faisceau peut aussi être exprimée par le rapport des énergies totales transverses et longitudinales mesurées 67) ou par la directivité  $D = |\Sigma \vec{p}_T| / |\Sigma \vec{p}_L|$  construite à partir des quantités de mouvement transverses des particules 68). La même idée permet de relier la dissipation aux vitesses relatives des fragments finals ( $Z \geq 8$  par exemple) pris deux à deux dans un

même événement, une relaxation forte revenant à uniformiser ces diverses vitesses relatives 69).

Toutes ces méthodes, qui font intervenir les propriétés cinématiques des particules détectées, sont nettement plus performantes pour trier et, bien-sûr, pour analyser la "topologie" des événements, que celles fondées sur des variables moins élaborées comme la multiplicité de particules ou de fragments dans l'événement. Elles ne sont toutefois pas idéales: le tri ou la reconnaissance de la "topologie" des événements reste aujourd'hui problématique et certains auteurs ont effectué des sélections croisées utilisant plusieurs variables 70).

Une difficulté conceptuelle tient certainement au nombre fini de produits libérés dans la collision, donc aux fluctuations statistiques associées. La figure III-3 illustre ce point; il s'agit d'une simulation de désexcitation d'un système de 80 nucléons répartis dans 1 ou 2 sources (parties a, et b-c de la figure). Les figures supérieures sont des diagrammes de vitesses (parallèle et perpendiculaire au faisceau) de particules alpha évaporées par ces sources. Les diagrammes inférieurs concernent les couples coplanarité-sphéricité définis par la figure III-2. Bien que les situations simulées soient très différentes pour les 3 cas envisagés, les résultats font apparaître des recouvrements qui sont uniquement dûs à des effets de nombre finis. Lorsque le nombre de particules émises est trop faible, les fluctuations statistiques correspondantes masquent la corrélation entre la nature de l'événement et sa forme. Les déviations observées, événement par événement, déviations qui bien-sûr affectent aussi les événements vrais, ne reflètent que les effets de nombres finis. Ceux-ci seront d'autant plus perturbateurs que le système est petit. C'est une des raisons pour lesquelles les collisions noyaux-noyaux lourds sont étudiées avec un intérêt tout particulier.

#### b) Reconnaissance des sources

Une fois les événements triés, on peut chercher à déterminer les sources d'émission associées, puis les énergies d'excitation qui caractérisent ces sources. Il est d'abord nécessaire de dénombrer les sources ce qui peut être réalisé grâce à des diagrammes de section efficace invariante. L'idée est ici de porter, dans le repère  $V_{//} - V_{\perp}$  des composantes de vitesse parallèle et perpendiculaire au faisceau, la quantité  $\frac{1}{V} \frac{d^2\sigma}{dV_{//}dV_{\perp}}$  qui a la propriété d'être invariante par translation (transformation galiléenne). La figure est construite pour un type de particules donné. Par exemple, dans le cas de la figure III-4, il s'agit des particules alpha pour le système Xe+Sn à 50 MeV/u. Les divers diagrammes correspondent à diverses classes d'événement. Le tri a ici été réalisé sur la base de la valeur du moment total

des particules légères ( $Z \leq 2$ ) dans la direction perpendiculaire au faisceau. Cette quantité est particulièrement bien adaptée au détecteur Indra utilisé pour ces mesures. Les faibles valeurs sont associées aux collisions périphériques (peu dissipatives) alors que les fortes correspondent aux collisions centrales. On voit sur la figure que deux sources sont clairement mises en évidence dans le premier cas alors que le second correspond soit à deux sources très rapprochées, soit à la fusion. C'est sur la base de tels diagrammes qu'il a été possible d'établir que pour l'essentiel des collisions, il subsiste deux sources principales en voie de sortie.

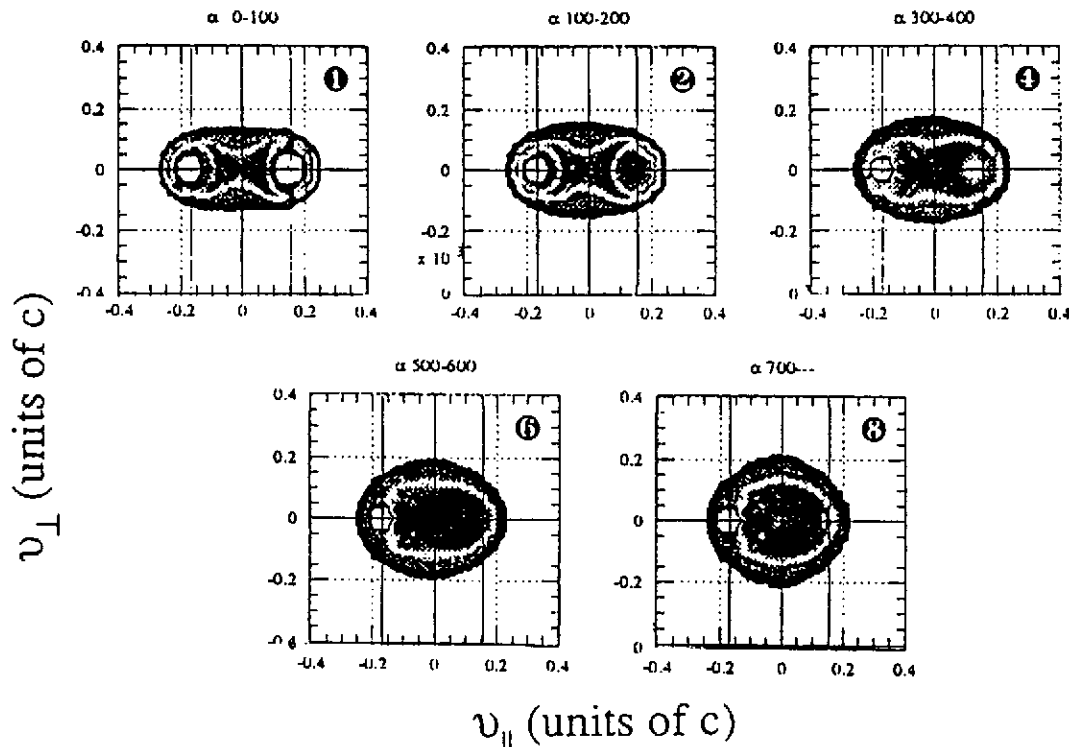


Figure III-4: Sections efficaces invariantes dans un diagramme  $v_{||} - v_{\perp}$  pour les particules  $\alpha$  émises dans les collisions Xe+Sn à 50 MeV/u. Les diverses figures correspondent à diverses tranches en impulsion transverse totale des particules légères (voir le texte). On reconnaît deux ou une source selon les cas<sup>71</sup>.

Il est alors possible de reconstituer ces sources. Si l'expérience a été menée avec un détecteur "4 $\pi$ ", la reconstitution des sources se fera "événement par événement". Plusieurs méthodes sont possibles. Dans le cas de deux sources, on pourra "couper en deux" l'ellipsoïde des moments de la figure III-1 en attribuant aux deux partenaires les particules émises de part et d'autre dans le centre des masses. Une autre méthode généralisable au cas de n sources est celle du "thrust" ou de "l'estoc". L'idée consiste à regrouper au mieux les particules ou fragments qui sont émis dans des directions voisines, donc issus d'une même source. Dans le cas de deux sources  $S_1$  et  $S_2$ , on cherche la répartition qui maximalise la quantité <sup>65</sup>:

$$T_2 = \frac{|\sum_{i \in S_1} \vec{p}_i| + |\sum_{j \in S_2} \vec{p}_j|}{\sum_{k=1}^N |\vec{p}_k|} \quad (\text{III-5})$$

où  $\vec{p}_i$  et  $\vec{p}_j$  sont les quantités de mouvement des produits affectés aux deux sources. Le dénominateur est un facteur de normalisation. Le problème de cette méthode issue de la physique des particules est qu'elle impose a priori le nombre de sources (2 pour la relation III-5). Le résultat dépend donc des hypothèses faites et il est nécessaire de mener des contrôles complémentaires avant de conclure.

Un exemple de l'intérêt d'analyses croisées permettant de qualifier les résultats est montré sur la figure III-5. Il s'agit d'une étude relative au système Ar+KCl à 32 MeV/u. Les événements sélectionnés ici sont ceux pour lesquels un seul fragment a été détecté en voie de sortie, le reste de la masse du système étant répartie entre les particules légères ( $Z \leq 2$ ) émises en coïncidence. De tels événements caractérisés par un seul résidu et de nombreuses particules légères peuvent d'abord être interprétés comme dûs à une fusion suivie d'une longue chaîne d'évaporation. En fait, une analyse plus détaillée en terme de "thrust" montre que ces événements sont, soit effectivement de type fusion, soit des collisions binaires pour lesquelles l'un des deux partenaires finals s'est désintégré, ce qui conduit à un résidu unique. On peut se convaincre de cette situation en examinant la figure III-5 sur laquelle on a classé les événements à un fragment en utilisant le "thrust". La quantité  $T_2$  de la relation III-5 peut en effet prendre des valeurs très différentes selon la forme de l'événement. Elle est voisine de 1 si les deux sources recherchées sont identifiées sans ambiguïté. Elle se rapproche de 0,6 dans le cas d'une source unique (fusion) que l'on cherche artificiellement à "couper" en deux. Les événements à un fragment observés pour le système Ar+KCl 32 MeV/u appartiennent à l'une ou l'autre de ces deux familles. Pour  $T_2 > 0,85$ , bien qu'il n'y ait eu qu'un seul fragment (résidu), il y avait vraiment deux sources comme en atteste le diagramme  $V_{//} - V_{\perp}$  obtenu pour les particules alpha. De même, l'analyse en coplanarité-sphéricité (cf. fig.III-2) révèle une forme "crayon" de ces événements. A l'inverse, pour  $T_2 < .75$ , les résultats sont compatibles avec une seule source tant au niveau de l'émission alpha qu'au niveau du diagramme C-S. Seuls ces événements sont en fait attribuables à une fusion.

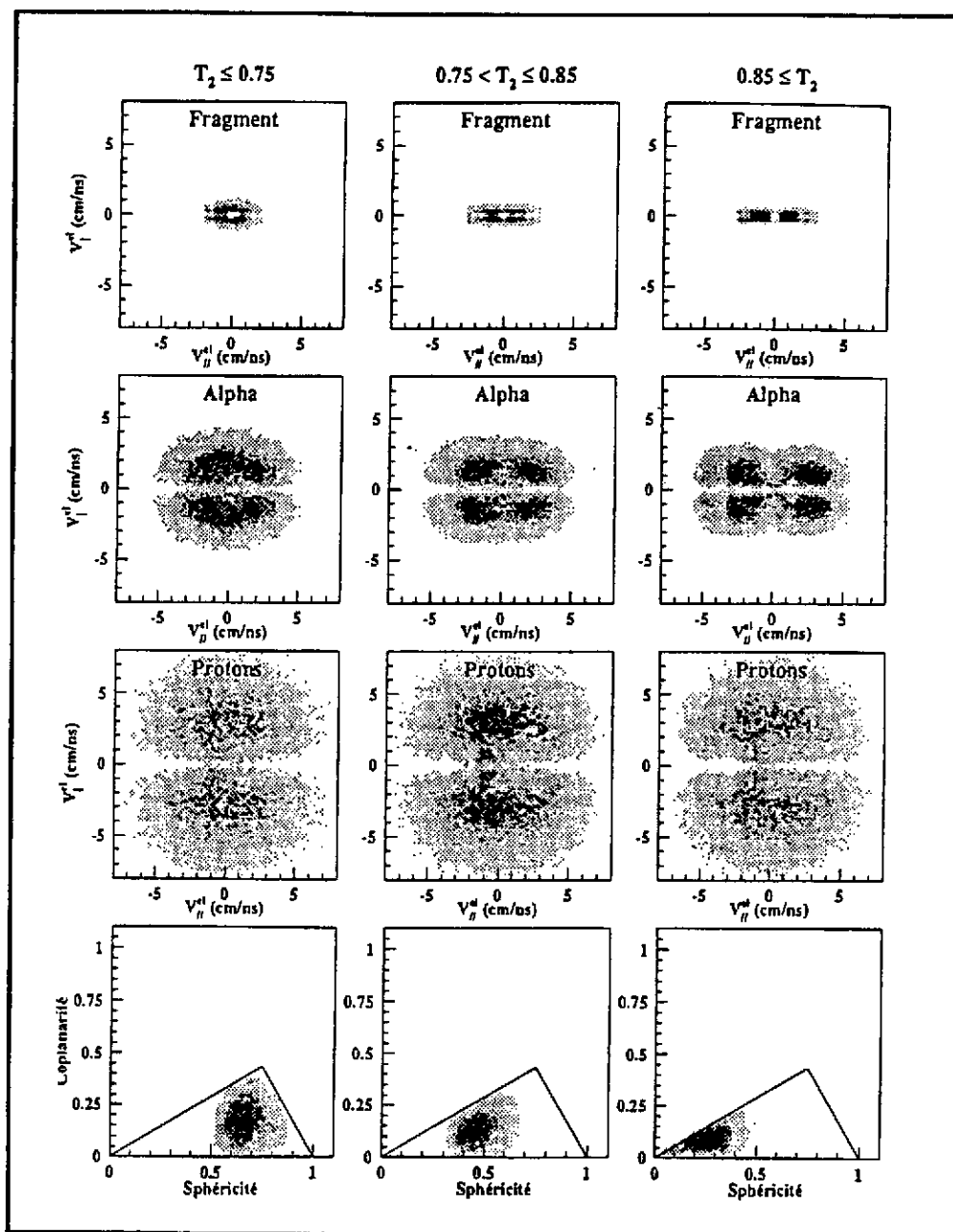


Figure III-5: Etude des événements à un seul fragment pour le système Ar+KCl à 32 MeV/u. Ils ont été classés en 3 familles (les 3 colonnes) dans une analyse en thrust (voir le texte). La première ligne donne les sections efficaces invariantes pour les fragments détectés dans un diagramme de vitesse  $V_{||} - V_{\perp}$ . Les deux lignes suivantes donnent les mêmes quantités pour les alphas et les protons. Enfin, la dernière ligne donne les diagrammes sphéricité-coplanarité. Toutes ces représentations indiquent l'existence d'une source (colonne de gauche) et de deux sources (colonne de droite) avec une ambiguïté pour les événements de la colonne centrale. Extrait de 60).

c) un processus caractéristique au dessus de 20 MeV/u:

l'émission "au col"

Dans les paragraphes précédents, nous avons annoncé qu'une fraction dominante de la section efficace correspond à des réactions à deux corps rappelant les transferts très inélastiques largement étudiés en-dessous de 10 MeV/u. En fait, une observation attentive de la figure III-4 révèle que, si la contribution d'une émission de type "2 sources" est patente, il est faux d'affirmer que la situation est identique à celle observée à basse énergie, car l'ensemble des produits détectés n'est pas attribuable à une émission séquentielle à partir de ces deux sources: il y a une accumulation de fragments ou particules entre les deux sources (ceci est visible en particulier sur le premier diagramme de la figure III-4).

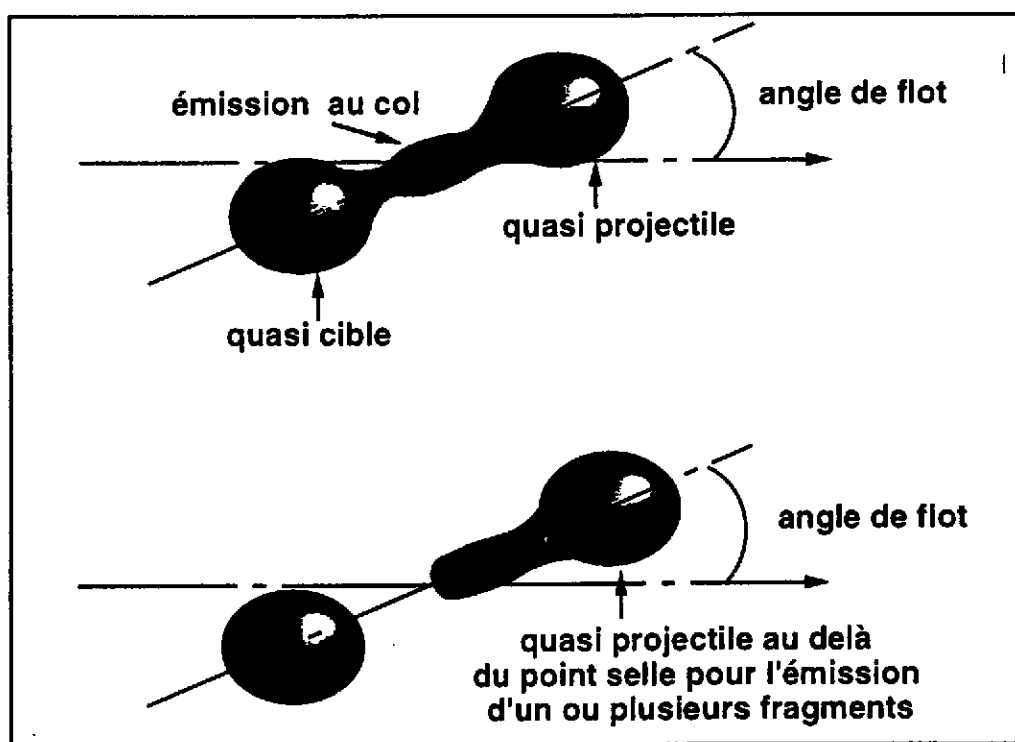


Figure III-6: Les scénarios possibles pour expliquer l'émission au col dans les collisions noyau-noyau. Dans les deux cas, c'est un phénomène dynamique (rapide) qui explique la formation de fragments dans la zone de l'espace situé entre les quasi-cible et quasi-projectile libérés par la collision.

Ce fait expérimental a été reconnu par de nombreux auteurs <sup>72-77</sup>, pour des systèmes variés. Il peut être interprété de deux façons (figure III-6): ou bien le processus primaire de ralentissement des deux partenaires conduit à une troisième source (ou à un col) libéré à faible vitesse dans le système du centre des masses; ou bien le processus primaire est essentiellement binaire mais laisse au moins l'un des deux partenaires déformés au-delà d'un point selle, ce qui conduit à sa cassure irrémédiable et rapide. Il est possible que ces deux processus coexistent et on peut les



"unifier" en ce sens que tous les deux sont de type dynamique et correspondent à des temps d'émission comparables aux temps de collision. Ils peuvent être la signature d'instabilité de Rayleigh. Une proportion importante des collisions donne lieu à ce phénomène, surtout pour les paramètres d'impact intermédiaires. La figure III-7 en est un exemple pour le système Pb+Au à 29 MeV/u <sup>77</sup>). Elle donne, pour les collisions libérant 3 fragments, la corrélation entre leurs angles d'émission et leur numéro atomique. L'accumulation de produit pour  $\cos \theta_{i3}$  voisin de 1 est le signe de la présence des fragments les plus légers ( $Z \sim 10$  dans cette expérience) alignés le long de l'axe joignant les deux partenaires principaux de la collision.

De tels phénomènes peuvent être reproduits dans les calculs microscopiques basées sur les équations de transport <sup>78-80</sup>). Il s'avère qu'ils dépendent de la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu et il y a donc là un espoir de pouvoir extraire cette grandeur à partir de l'analyse des données.

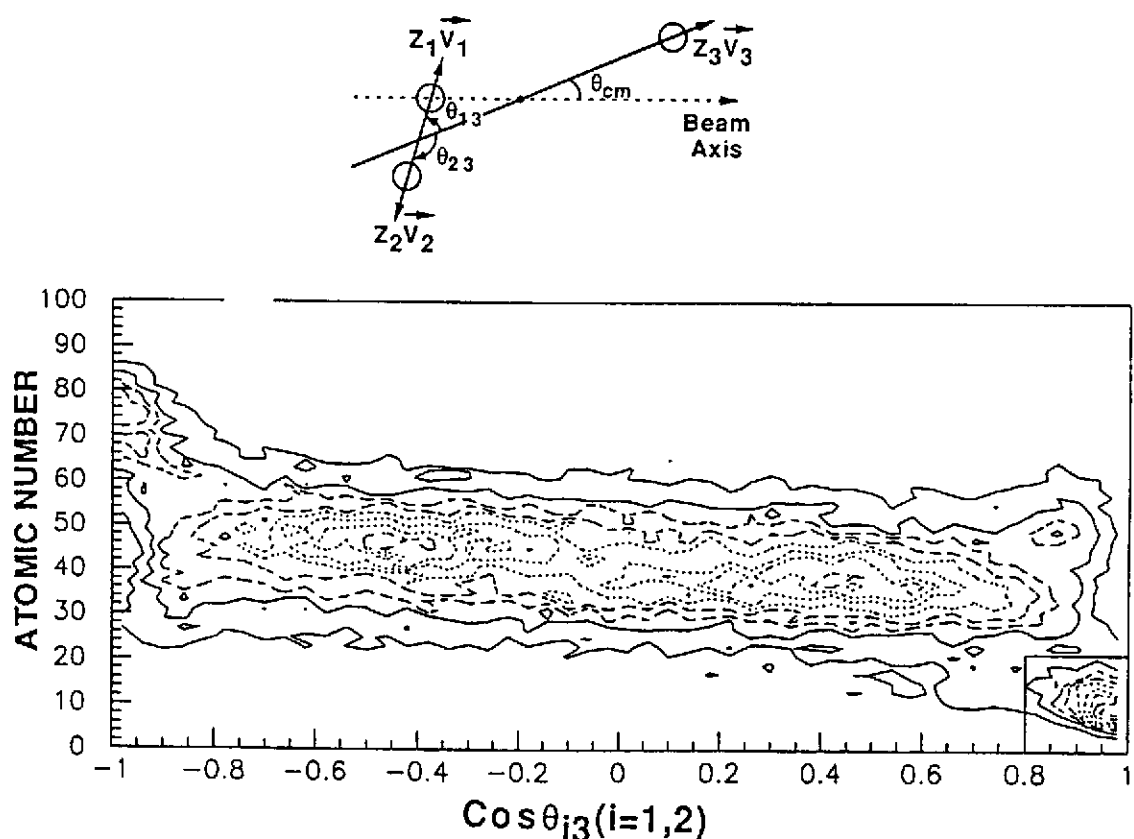


Figure III-7: Corrélation-angle d'émission-charge pour les fragments libérés dans les collisions Pb+Au à 29 MeV/u. Les événements sélectionnés sont à trois fragments. Extrait de <sup>77</sup>).

## 2) Caractérisation des noyaux chauds

Les analyses évoquées ci-dessus, qui permettent d'identifier des sources, permettent ensuite de les caractériser. En particulier, on souhaite bien évidemment connaître l'énergie d'excitation, la température, voire d'autres quantités comme le moment angulaire.

### a) mesure de l'énergie d'excitation: la calorimétrie

L'énergie d'excitation peut être estimée de diverses façons. Lorsque deux sources ont été identifiées (cas le plus fréquent), on peut construire des diagrammes de Wilczynski analogues à ceux dont on a l'habitude pour des énergies incidentes faibles (en-dessous de 10 MeV/u). La figure III-8 en est un exemple pour le système Xe+Sn à plusieurs énergies incidentes. On a ici réalisé une analyse en thrust, puis on a porté en abscisse l'angle que fait avec le faisceau la direction définie par les deux sources reconstituées, alors que l'ordonnée concerne la vitesse relative de ces deux sources (exprimée ici en MeV/u). L'allure des diagrammes obtenus rappelle clairement celle connue à basse énergie. A nouveau, on trouve ici la signature de systèmes finals (majoritairement) binaires. L'énergie d'excitation peut alors être déduite du ralentissement observé des deux partenaires, ralentissement qui traduit la dissipation de l'énergie primaire.

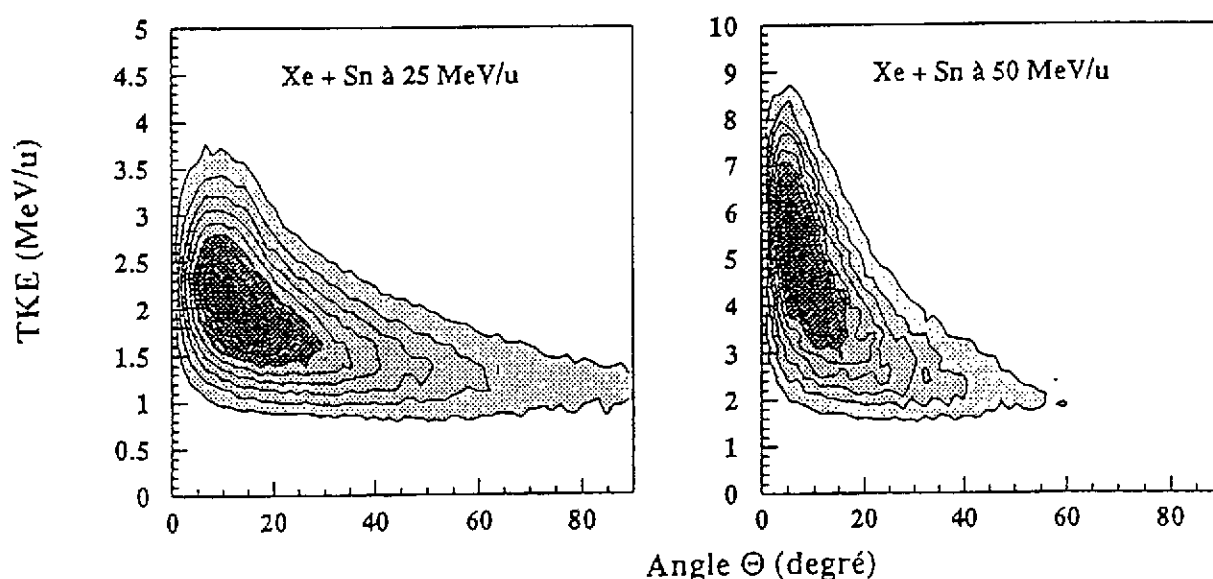


Figure III-8: Diagramme de Wilczynski pour le système Xe+Sn à deux énergies de bombardement. On reconnaît le comportement connu à basse énergie incidente. Extrait de 60).

C'est ainsi qu'a été obtenue l'échelle des abscisses sur la figure III-9, l'ordonnée étant relative aux multiplicités de particules légères ou de fragments de

masse intermédiaire associés. La concordance entre les corrélations obtenues pour diverses énergies de bombardement est une bonne indication de la validité du traitement. Deux reproches peuvent cependant être formulés: celui d'admettre que le mécanisme est purement binaire et celui de ne donner que l'énergie d'excitation totale moyenne des deux partenaires finals et non pas l'énergie d'excitation de chacun.

Sans aucun doute, la meilleure façon de déterminer l'énergie d'excitation de chaque noyau chaud formé est d'utiliser une méthode calorimétrique (61,81,82). Celle-ci est efficace quel que soit le nombre de sources finales (1: fusion; 2: mécanisme binaire). Le principe mis en oeuvre est de reconstituer l'énergie d'excitation des noyaux primaires (avant désexcitation) en sommant les énergies emmenées par chacun des produits qu'il a émis. On écrira donc :

$$E^* = \sum_{v=1}^{M_c} T_v + \sum_{n=1}^{M_n} T_n - Q \quad (\text{III-6})$$

La première sommation concerne les énergies cinétiques de tous les produits chargés attribués à la source. La seconde est la quantité équivalente pour les neutrons.  $Q$  est la différence en énergie entre les masses initiale et finale.

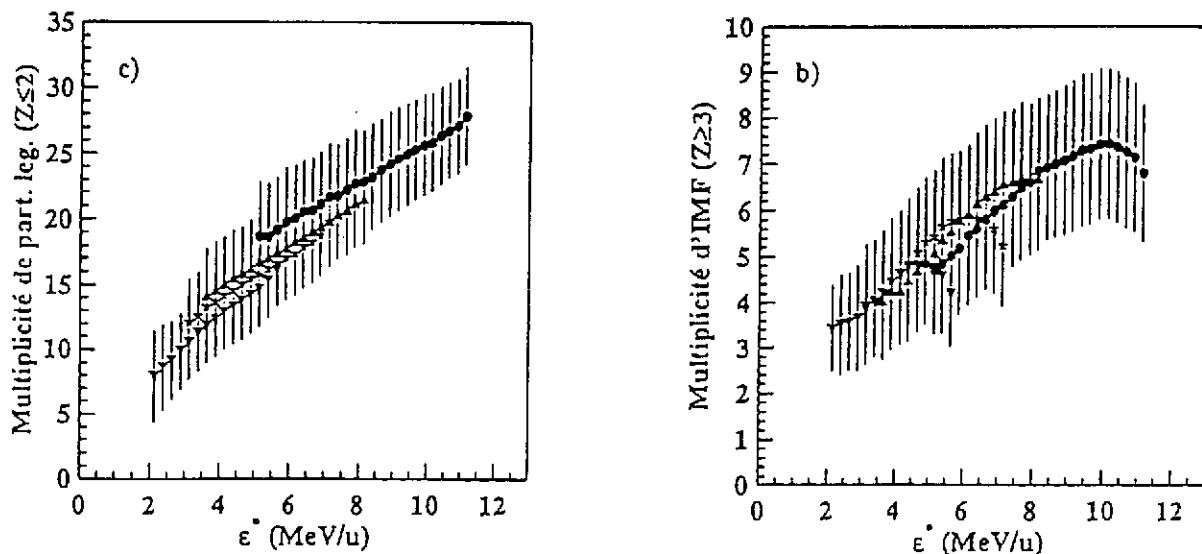


Figure III-9: Evolution des multiplicités de particules légères (gauche) ou d'IMF (droite) avec l'énergie d'excitation extraite d'un traitement de type "thrust", pour plusieurs énergies incidentes dans le cas du système Xe+Sn. Extrait de 60).

Deux difficultés affectent cette méthode. Les détecteurs  $4\pi$  ne concernent que les particules chargées et les neutrons ne sont donc généralement pas détectés dans ces études. Les  $T_n$  sont donc estimés. Tantôt, on leur donne une valeur moyenne

égale à 2 fois une température effective moyenne cohérente avec l'excitation finale trouvée, tantôt on déduit  $\langle T_n \rangle$  de la quantité équivalente mesurée pour les protons, en soustrayant la barrière coulombienne correspondante. Quant à la multiplicité de neutrons, elle est prise égale à la différence entre la masse initiale de la source et la masse totale mesurée.

La seconde critique que l'on peut faire à cette méthode concerne bien évidemment la sélection des particules affectées à la source d'intérêt. En particulier, il est important d'éliminer les particules de pré-équilibre, objectif difficile à atteindre de façon non contestable. Dans le cas de systèmes asymétriques, on admet généralement que les particules de pré-équilibre sont émises pour l'essentiel vers l'avant en cinématique directe et on peut soustraire leur effet moyen en comparant les formes des spectres des particules légères émises à divers angles <sup>82)</sup>. La contribution des particules de pré-équilibre issues des collisions nucléon-nucléon pollue, quant à elle, la zone des vitesses proches du centre des masses dans les collisions de type binaire. On peut l'éliminer en ne considérant que les particules émises dans un hémisphère non contaminé par cette contribution (figure III-10), et en doublant leur contribution. Bien-sûr, cette méthode n'est statistiquement valable que si le nombre de particules évaporées est grand. Des raffinements ont été proposés <sup>83)</sup> dans lesquels seules les particules légères (donc celles susceptibles de résulter d'une émission de pré-équilibre) subissent ce traitement sélectif quant à l'hémisphère d'émission.

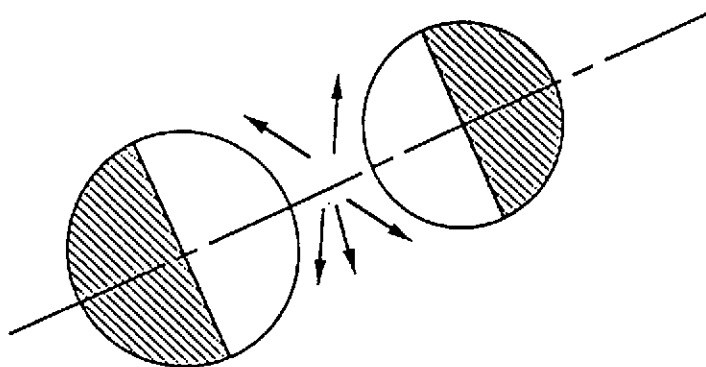


Figure III-10: Représentation schématique de la reconstitution de l'énergie d'excitation par méthode calorimétrique dans le cas d'un mécanisme binaire. Seules les particules émises dans les hémisphères hachurées sont prises en compte afin d'éviter la contribution de l'émission de pré-équilibre associée aux collisions nucléon-nucléon (flèches). Voir le texte.

En liaison avec la méthode calorimétrique, il est intéressant de mener des études complémentaires, par exemple concernant les distributions angulaires des particules attribuées à une source, dans le repère de coordonnées lié à la source. Une

émission isotrope est en effet une indication forte de la validité du traitement. En fait, la réalité est compliquée par les effets de moment angulaire qui conduisent à des directions privilégiées d'émission. L'interprétation se heurte alors à la non-unicité des analyses possibles puisque les données expérimentales sont le reflet d'une compétition entre les effets de moment angulaire (qui induisent des directions d'émission privilégiées) et ceux de l'énergie d'excitation (qui atténuent les anisotropies). La seule façon d'obtenir des résultats fiables consiste à contraindre les analyses par des observables croisées concernant, par exemple, la désexcitation par fission mais aussi celle par évaporation de particules, et ce, pour une série de systèmes. C'est cette démarche qui a été menée dans la référence <sup>84)</sup> pour les collisions périphériques libérant deux noyaux excités en voie de sortie dans les collisions Ar (ou Kr, Xe, Pb)+Au. Des valeurs typiques d'une cinquantaine de  $\pi$  sont obtenues pour les quasi-cibles étudiées dans ce travail. Les résultats restent cependant non définitifs car un autre paramètre doit être introduit dans l'analyse: celui de l'instant d'émission; les effets d'anisotropie d'émission de particules légères reflètent une moyenne de l'état du noyau chaud tout au long de sa chaîne de désexcitation, situation non directement comparable à celle de la fission.

#### **b) mesure des températures**

Une donnée a priori reliée à l'énergie d'excitation déposée est la température du noyau considéré. Dans les collisions d'ions lourds à basse énergie incidente, il y a une corrélation bi-univoque entre ces deux quantités via le paramètre de densité de niveaux <sup>85)</sup>. Dans les collisions plus violentes, cette corrélation n'est plus si simple puisque peuvent apparaître des phénomènes nouveaux qui peuvent la briser (voir la suite de ce chapitre). Les termes de transition de phase ou de compression du système peuvent être associés à cette brutale évolution. On comprend dans ces conditions que mesurer séparément énergie d'excitation et température devient essentiel.

Il apparaît aujourd'hui que deux méthodes principales peuvent être mises en oeuvre. Celle utilisant les formes des spectres en énergie cinétique des particules de désexcitation et celle fondée sur les états d'excitation dans lesquels elles sont produites. On en trouvera dans la référence <sup>85)</sup> une discussion détaillée. Une troisième méthode utilisant des doubles rapports de production d'isotopes a aussi été récemment utilisée par la collaboration Aladin.

### *b-1 - Spectres en énergie cinétique*

La théorie de Weisskopf, c'est-à-dire la description de la désexcitation d'un noyau dans la représentation microcanonique, nous apprend que la probabilité d'évaporer une particule donnée d'énergie cinétique  $\epsilon$  (à  $d\epsilon$  près) s'écrit après normalisation:

$$P(\epsilon)d\epsilon = \frac{\epsilon - B}{T^2} e^{-\frac{(\epsilon-B)}{T}} d\epsilon \quad \text{III-7}$$

où  $B$  est barrière d'émission coulombienne. Comme  $P(\epsilon)$  est directement déduite de l'expérience, il est facile d'en extraire la température  $T$  du noyau dont on étudie la désexcitation. Cette méthode, qui s'est avérée très puissante à basse énergie d'excitation, doit être manipulée avec précaution pour les noyaux très chauds. Les embûches sont à plusieurs niveaux: nécessité de trier convenablement les collisions (§ 1-a), puis d'identifier convenablement les sources (§ 1-b); nécessité de s'assurer que ces sources sont thermalisées, et éliminer les particules de pré-équilibre; nécessité enfin de corriger les résultats des effets de recul dans les évaporations successives, des effets de moyenne qu'implique la longueur de la chaîne de désexcitation, des effets d'évaporation d'agrégats subissant eux-mêmes une décroissance. Il n'est pas facile de s'assurer que toutes ces corrections aient été bien menées. Par exemple, il a été montré dans la référence <sup>82)</sup> que les effets de recul affectent de façon significative les spectres  $\alpha$  pour le système  $\text{Ar}+\text{Ag}$  à 60 MeV/u. Deux attitudes sont alors possibles. Dans la première, on cherche à minimiser les effets parasites. Par exemple, les reculs seront peu gênants lorsque le noyau étudié est très lourd; la figure III-11 a été obtenue dans ce cas <sup>86)</sup>. Les valeurs de température pourront alors être "validées" grâce à la cohérence qu'elles manifestent entre les valeurs obtenues pour plusieurs types de particules ou avec d'autres méthodes. Dans la seconde approche, on corrigera les résultats expérimentaux en utilisant des simulations qui permettent de les déconvoluer des effets parasites.

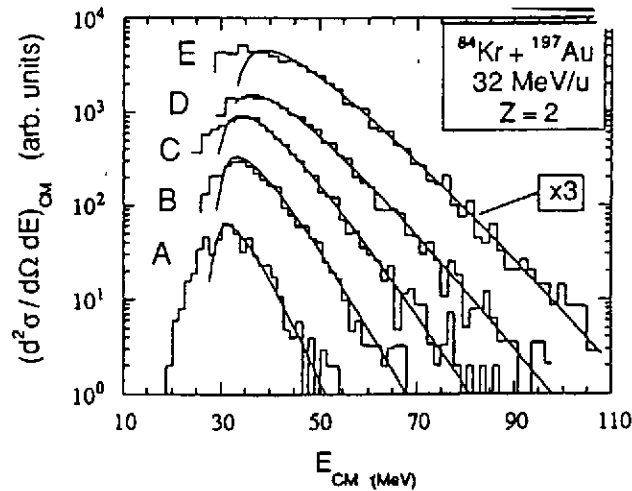


Figure III-11: Spectres en énergie cinétique de particules alpha émises à grand angle dans les collisions Kr+Au à 32 MeV/u. Les divers spectres correspondent à diverses tranches en multiplicité totale de neutrons émis (donc diverses tranches en énergie d'excitation). Les spectres sont tracés dans le repère de la source chaude. Les températures mesurées peuvent atteindre 7 MeV. Extrait de 86).

#### b-2 - Etude des populations de niveaux :

La théorie statistique de Weisskopf permet aussi de prévoir les probabilités d'évaporation de tel ou tel produit (particule ou agrégat). L'ingrédient essentiel est l'énergie de liaison associée et dans le cas particulier où l'on considère deux niveaux quantiques d'un même agrégat, la différence  $\Delta\epsilon^*$  de leurs énergies propres: le rapport des probabilités d'émission dans les niveaux 1 et 2 s'écrit alors:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \exp [- \Delta\epsilon^* / T] \quad (\text{III} - 8)$$

où  $J_1$  et  $J_2$  sont les spins des deux niveaux considérés. La mesure de  $P_1/P_2$  permet alors de déterminer la température  $T$  de la source émettrice des agrégats.

Sur le plan expérimental, les niveaux quantiques des agrégats sont identifiés en mesurant la masse invariante (énergie relative) de leurs produits de désintégration: on y parviendra en détectant les photons de désexcitation ou, méthode nettement préférable (voir plus loin), les produits chargés de désintégration des niveaux instables par émission de particules. Par exemple, on détectera les alpha et deuton provenant de la désintégration d'un agrégat  ${}^6\text{Li}$ .

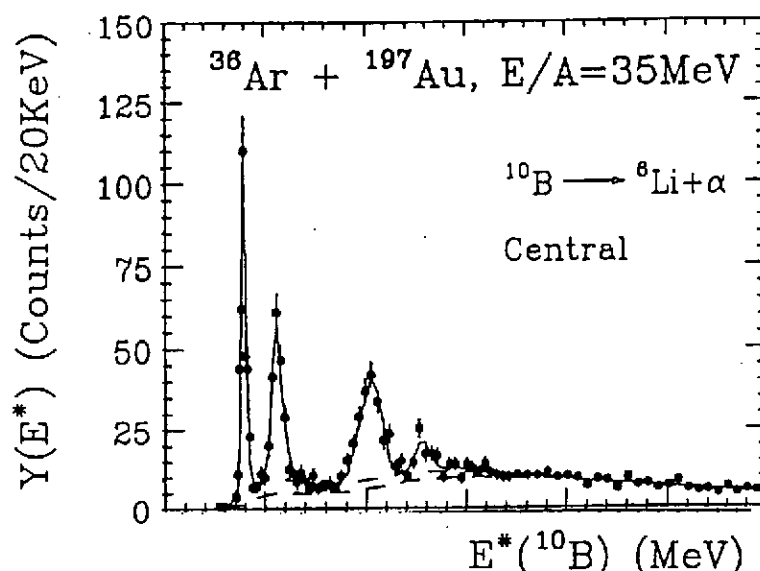


Figure III-12: Distribution d'énergie relative (convertie en énergie d'excitation du  $^{10}\text{B}$ ) pour les noyaux  $^6\text{Li}$  et  $\alpha$  résultant de la décroissance d'un  $^{10}\text{B}$  excité. Extrait de 88).

La figure III-12 donne un exemple pour la désintégration d'agrégats  $^{10}\text{B}$ : le spectre en énergie relative des deux produits détectés ( $\alpha$  et  $^6\text{Li}$ ) présente des pics associés aux divers niveaux d'excitation. Il suffit alors d'intégrer ces pics en soustrayant la contribution d'un fond dû aux émissions séquentielles. Cette soustraction ne pose pas de problème; de même que la correction due à l'efficacité de détection du groupe de détecteurs utilisés pour la mesure. Il reste alors trois points d'importance à considérer.

D'abord, il est nécessaire de classer les collisions étudiées, ce qui implique de coupler le groupe de détecteurs utilisés à un ensemble  $4\pi$  permettant d'effectuer les tris présentés au §1-a. Il faut ensuite s'assurer que les agrégats d'intérêt ont été émis par une source thermalisée. Cette étape est délicate. Enfin, il faut corriger les données pour la question du "side-feeding". De fait, un agrégat donné peut, soit avoir été directement émis par la source d'intérêt, soit résulter lui-même d'une décroissance d'un autre agrégat plus lourd que lui. Une telle alimentation "par le côté" peuple les niveaux d'excitation faible des agrégats et elle conduit à une sous-estimation d'autant plus nette de la température  $T$  que les deux niveaux considérés dans la relation III-8 sont proches 87). C'est principalement pour cette raison que la méthode des populations d'état est beaucoup plus fiable lorsqu'elle est appliquée à des niveaux instables par émission de particules, car ces niveaux peuvent être très éloignés (ce qui n'est pas le cas pour les niveaux qui décroissent par émission gamma). Les corrections à appliquer sur les températures extraites restent alors sous



contrôle car elles restent limitées quoique non négligeables. La figure III-13 est une illustration bien connue du problème: les températures fournies par la relation (III-8) pour divers couples d'états excités d'agrégats (points) sont comparées aux résultats d'un calcul statistique (histogramme) mené pour un noyau chaud à 5.4 MeV, en tenant compte des effets de "side-feeding": l'accord est excellent.

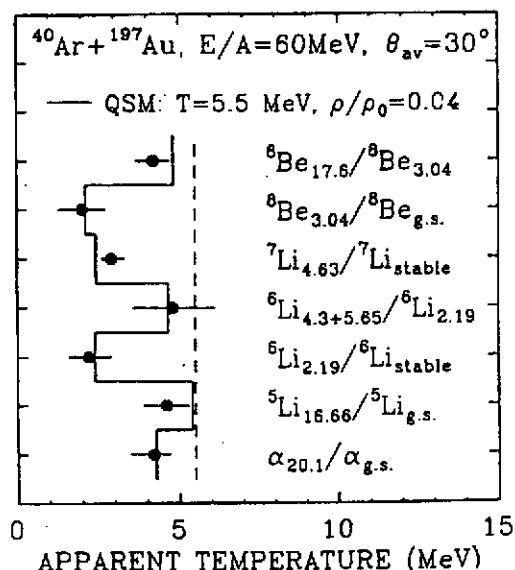


Figure III-13: Comparaison entre les températures extraites de la relation III-8 pour divers couples d'états excités et celles obtenues dans un calcul statistique prenant en compte la question du "side-feeding": voir le texte. Extrait de 88).

Un tel succès n'est pas toujours obtenu. Deux observations générales peuvent résumer la plupart des données: la méthode des "populations de niveaux" permet de mesurer les températures lorsque les conditions d'observation sélectionnent les particules émises par un noyau à l'équilibre (par exemple, émission vers l'arrière dans le cas d'un système très asymétrique en cinématique directe). Par contre, des effets de pré-équilibre se manifestent clairement dans le cas de collisions périphériques ou semi-périphériques. La figure III-14 en est un exemple pour le système Ar+Au à 35 MeV/u. Le niveau autour de 6 MeV est plus peuplé que les niveaux inférieurs, en contradiction avec les prévisions du calcul statistique incluant les effets de désexcitation séquentielle (side-feeding). Dans ce cas, la signification des populations de niveaux n'est pas établie. Enfin, une dernière remarque peut être faite sur les valeurs de températures déduites des expériences: celles-ci dépassent très rarement 5 MeV, en opposition avec la méthode des pentes de spectres. Il est possible que la sensibilité de la mesure soit trop largement affectée par les problèmes d'émission séquentielle (side-feeding) lorsque les énergies d'excitation atteignent 10 MeV/u. Alors, les résultats pourraient ne plus conserver la mémoire de l'étape de désexcitation primaire.

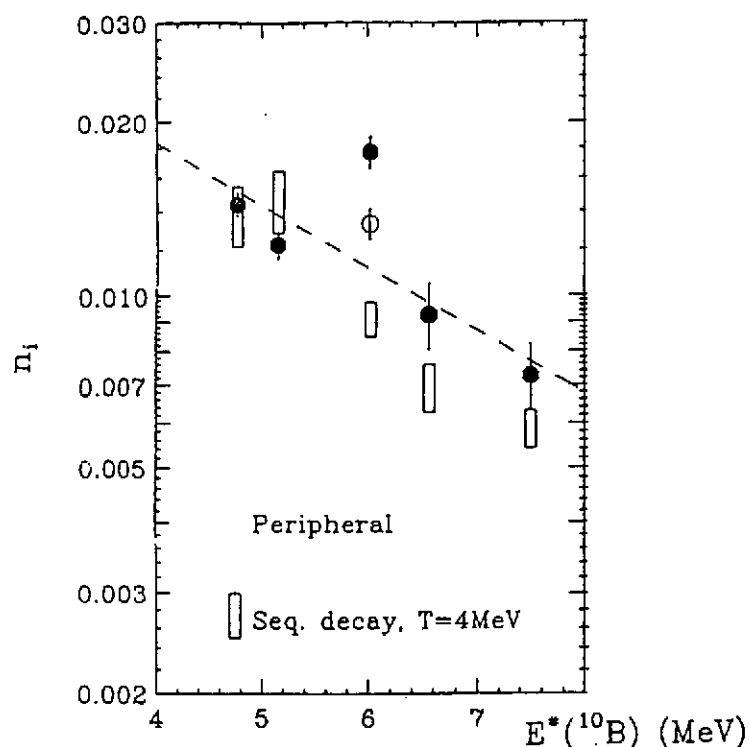


Figure III-14: Populations observées dans le cas des collisions périphériques Ar+Au à 35 MeV/u, en fonction de l'énergie d'excitation de l'agrégat  $^{10}\text{B}$  sélectionné. On note une inversion de population autour de 6 MeV, ce niveau étant plus peuplé que les niveaux inférieurs. Un tel effet, non reproduit par les calculs (rectangles allongés) est une manifestation d'effets dynamiques ou de pré-équilibre.  
Extrait de 88).

### b-3 - Double rapport de production d'isotopes

La collaboration Aladin 89), suite à une proposition de S. Albergo et al 90), a récemment utilisé la dépendance en température de la production de divers isotopes. Ce travail est plus précisément décrit dans le cours de A. Gobbi dans cette Ecole. Nous en abordons ici seulement le principe. La théorie de Weisskopf, appliquée aux probabilités relatives d'émission de plusieurs isotopes définis, conduit à une relation comparable à la relation (III-8) et qu'il est possible d'écrire sous la forme 90):

$$\frac{P(A_i, Z_i) / P(A_{i+1}, Z_i)}{P(A_j, Z_j) / P(A_{j+1}, Z_j)} = a e^{\left(\frac{B}{T}\right)} \quad (\text{III-9})$$

où B est un bilan d'énergie de liaison :

$$B = B(A_i, Z_i) - B(A_{i+1}, Z_i) - B(A_j, Z_j) + B(A_{j+1}, Z_j)$$

et a un coefficient qui dépend, pour l'essentiel, des spins des isotopes considérés.

Il est possible d'extraire  $T$  de la relation (III-9) si l'on mesure le double rapport de production des 4 isotopes d'intérêt (1<sup>er</sup> membre de la relation III-9). Les résultats obtenus sont discutés dans le § 2-d. Au niveau méthodologique, on retiendra qu'il a été récemment montré <sup>91)</sup> que cette technique donne des résultats comparables à celle des populations d'état (voir § précédent). Elle constitue donc bien un outil intéressant. Cependant, les résultats sont très affectés par les effets de "side-feeding" et la sensibilité de la mesure est très mauvaise à haute température.

### G) la corrélation entre énergie d'excitation et température:

#### transition de phase?

Une conclusion importante sur les énergies d'excitation atteintes et mesurées dans les collisions noyau-noyau concerne leurs fortes valeurs: plus de 10 MeV/u. Un tel résultat a été obtenu par les diverses méthodes évoquées (§2-a) et les figures III-9 et III-15 en attestent.

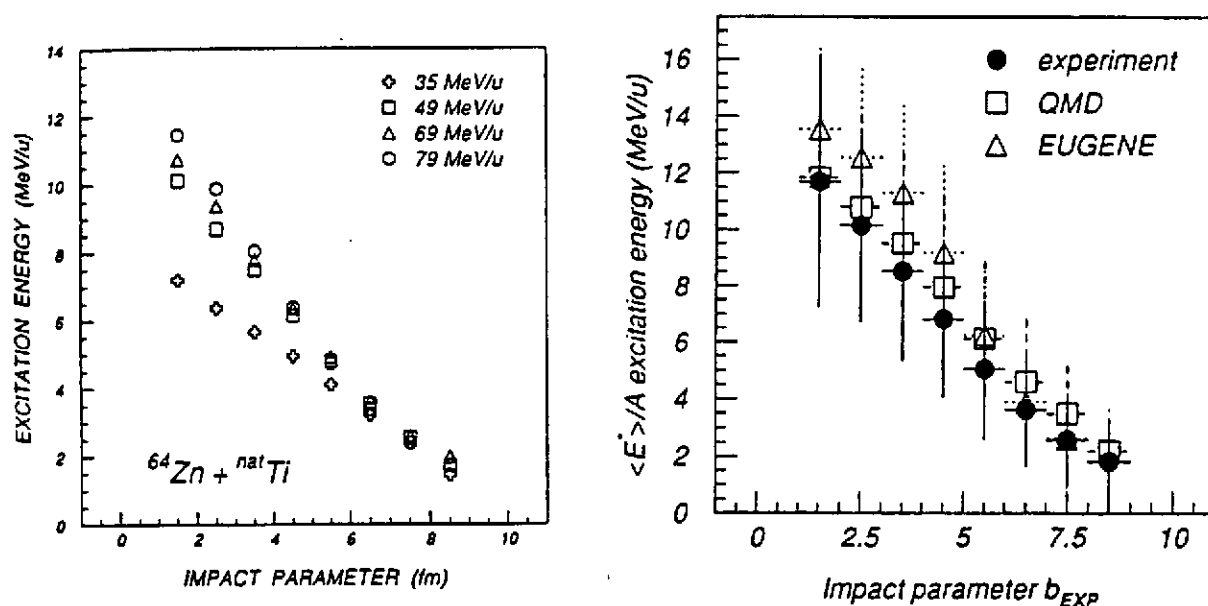


Figure III-15: Corrélation entre  $E^*$  et paramètre d'impact estimée pour le système Zn+Ti à plusieurs énergies incidentes. Les résultats expérimentaux (à gauche) sont comparés à des résultats théoriques (à droite). Extrait de <sup>61)</sup>.

L'énergie d'excitation peut donc excéder l'énergie de liaison. Ce résultat déplace les valeurs que l'on envisageait il y a quelques années quant à la limite d'existence des noyaux chauds <sup>92)</sup>. Il reflète le fait que la désexcitation par émission de particules est un processus de refroidissement très efficace, car une particule

éaporée emporte en plus de son énergie de liaison, une énergie cinétique forte. Ceci étant, la limite d'existence de noyaux chauds est une quantité difficile à définir puisque les durées de vie de ces objets sont comparables au temps nécessaire à leur formation. Il est sans doute plus correct de parler d'énergies d'excitation limites pour lesquelles des effets collectifs se manifestent dans les réactions.

Les températures atteintes excèdent nettement 5 MeV comme en attestent la figure III-11 dans le cas d'un système lourd et la figure III-18 dans le cas d'un système léger. Il est intéressant de s'arrêter quelque peu sur la corrélation température-énergie d'excitation. Dans le cadre de la théorie statistique, ces deux quantités sont reliées par la relation  $\epsilon^* = aT^2$  qui définit le paramètre de densité de niveau. Mesurer à la fois  $\epsilon^*$  et  $T$  permet de déterminer  $a$  et de suivre son évolution à haute température.

D'un point de vue théorique, la corrélation entre  $\epsilon^*$  et  $T$  a été d'abord étudiée dans le cadre de la théorie Hartree-Fock par Bonche, Levit et Vautherin dans un papier célèbre <sup>93)</sup>. Dans ce travail, l'évolution en fonction de la température  $T$  du paramètre de densité de niveau a pu être obtenu pour deux forces différentes. Les résultats sont indiqués ainsi que ceux obtenus par Shlomo et Natowitz <sup>94)</sup> sur la figure III-16. Ces calculs ont été menés en supposant que le noyau conservait son intégrité (par exemple la symétrie sphérique). Or, lorsque  $\epsilon^*$  augmente, le noyau peut fragmenter comme nous le verrons par la suite. Dans ce cas, les calculs mentionnés plus haut perdent leur validité. Dans le cas de la fragmentation, seuls des modèles phénoménologiques de type statistique ont été utilisés <sup>95,96)</sup> pour estimer l'évolution de la température en fonction de  $\epsilon^*$ . Le résultat obtenu est montré sur la figure III-17. Dans ce genre de modèle, l'espace de phase est échantillonné soit au niveau microcanonique c'est à dire en conservant exactement toutes les quantités telles que l'énergie, l'impulsion...<sup>95)</sup>, soit au niveau canonique où l'on considère uniquement le système à la température  $T$  <sup>96)</sup>. L'effet observé sur la figure III-17, c'est à dire le plateau à  $T=5$  MeV pour une région de  $\epsilon^*$  entre 3 et 7 MeV/u est du à l'apparition de la fragmentation du noyau. Ce processus crée de la surface et dépense de l'énergie qui est donc perdue pour chauffer les fragments formés et induit donc une température plus faible. Le plateau de la figure III-17 a souvent été interprété comme le signe d'une transition de phase de la matière nucléaire.

Quelle est la situation expérimentale? Plusieurs series de données ont été analysées dans le passé et des résultats typiques sont montrés dans la figure III-18 relative à deux régions de masses différentes dans une large gamme d'énergie d'excitation. Les températures ont été extraites à partir des pentes des spectres de particules légères chargées en tenant compte des corrections discutés au §2-b.

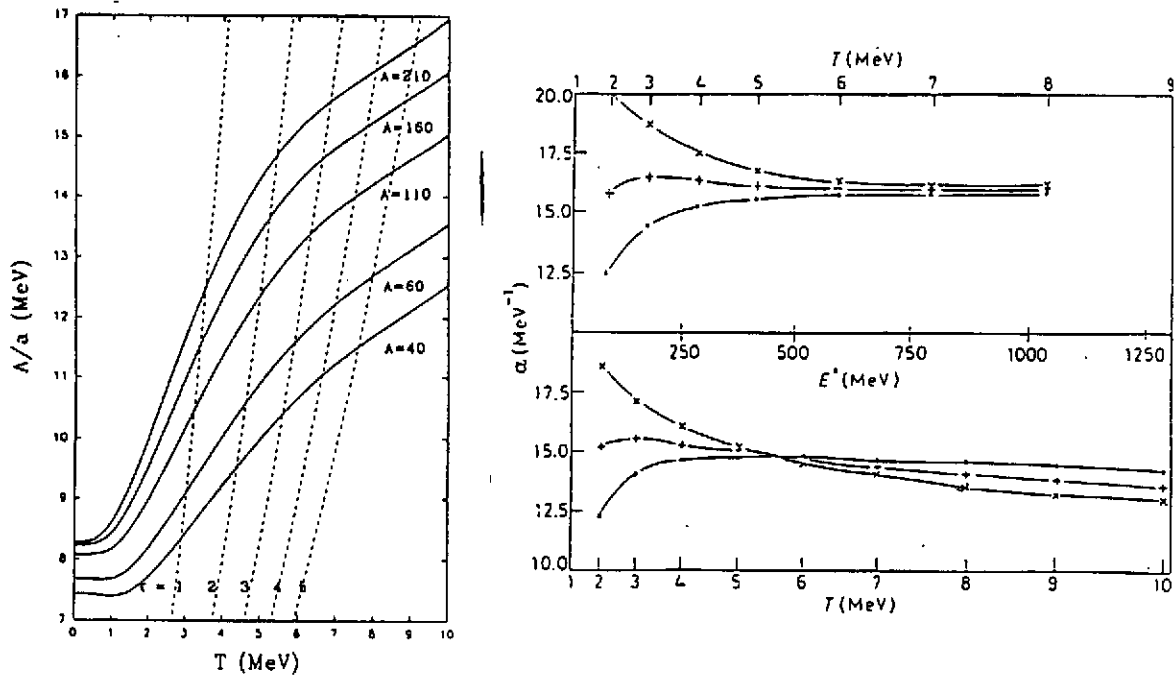


Figure III-16: A gauche, calcul de  $A/a$  en fonction de la température pour différentes masses. Les courbes pointillées sont les iso-énergies indiquées au bas de la figure. Extrait de <sup>94</sup>). A droite, calcul du paramètre de densité de niveaux à l'aide de plusieurs expressions dans le cadre du modèle du gaz de Fermi. Les parties supérieures et inférieures de la figure correspondent à l'utilisation de deux forces effectives différentes. Extrait de <sup>93</sup>).

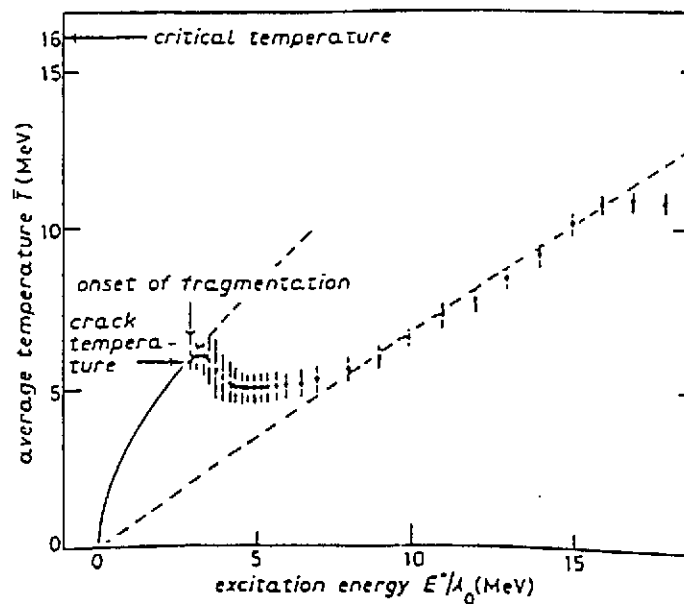


Figure III-17: Corrélation entre  $E^*$  et  $T$  obtenue dans le cadre du modèle de multifragmentation statistique de Copenhague. Extrait de <sup>96</sup>).

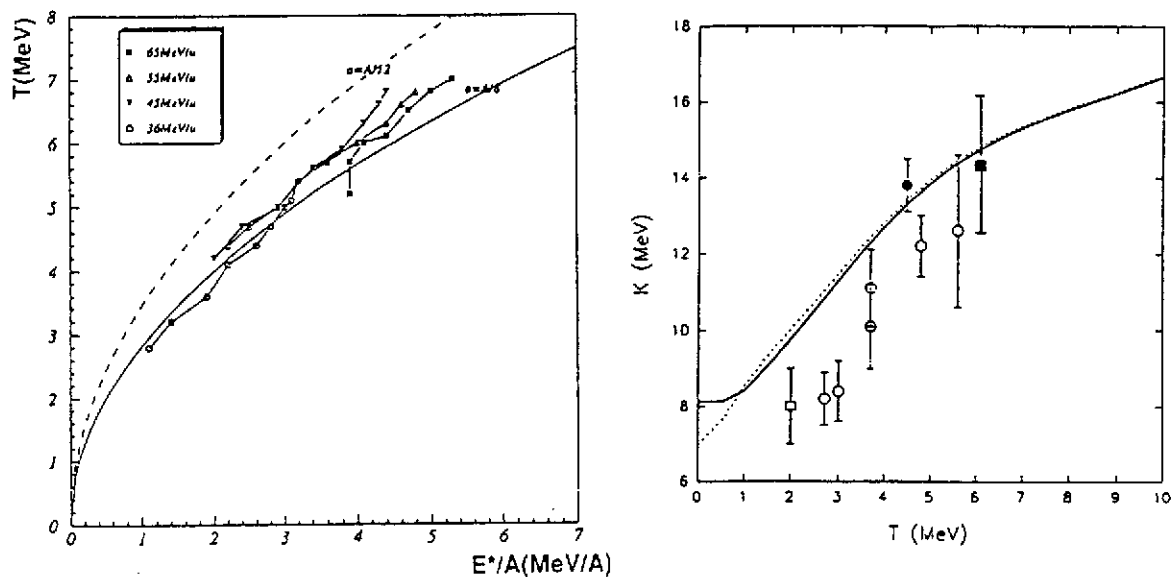


Figure III-18: Evolution de la température initiale  $T$  en fonction de l'énergie d'excitation  $\varepsilon^*$  (en MeV/u) pour des noyaux dans deux régions de masse: à gauche, aux alentours de  $A=60$  et à droite  $A=160$ . Dans les deux cas, les données ont été comparées avec le gaz de Fermi. Extrait de 81) et 97).

Dans le cas de la figure III-18, l'énergie d'excitation a été obtenue par calorimétrie (§2-a). Dans le cas du système Pb+Au à 29 MeV/u, elle a été évaluée à partir de la multiplicité de neutrons mesurée avec Orion 98). Des résultats de la figure III-19, on peut extraire la relation entre  $T$  et  $\varepsilon^*$ : elle est en accord avec le modèle du gaz de Fermi pour un paramètre densité de niveaux raisonnable compris entre 8 et 10 MeV<sup>-1</sup>. Elle ne corrobore donc pas des prévisions comme celles de la figure III-17.

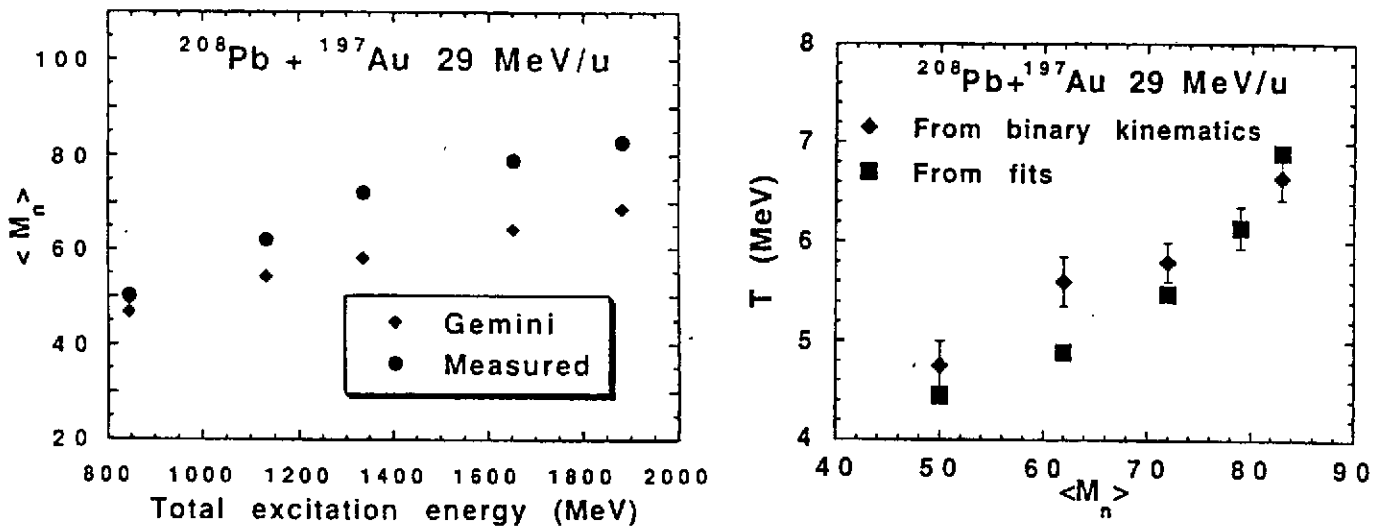


Figure III-19: A gauche,  $M_n$  la multiplicité de neutrons en fonction de  $\varepsilon^*$  l'énergie d'excitation telle qu'elle est mesurée (cercles) et prédite par Gemini (losanges). A droite, la corrélation entre  $T$  (mesurée en ajustant les spectres de particules  $\alpha$ ) et  $M_n$ . Extrait de 98).

Dans ces études, la température a été obtenue à partir des spectres de particules légères mais nous avons vu dans les paragraphes précédents que l'on pouvait aussi l'obtenir à partir de l'étude de la production des agrégats. Cette technique a été mise à profit par les physiciens de la collaboration Aladin 89). Les rapports de production de  $\text{He}^3$ ,  $\text{He}^4$ ,  $\text{Li}^6$ ,  $\text{Li}^7$  ont été mesurés et une température en a été extraite (figure IV-20). Dans ce cas, la corrélation obtenue est en accord avec la prévision de la figure III-17. Il y a donc contradiction entre les résultats obtenus dans divers cadres. Nous ferons deux remarques sur ce point. D'abord, il est impératif de confirmer les résultats de la figure III-20 qui sont très étonnants si on se rappelle la remarque de la fin du §2-b3: la mauvaise sensibilité de la méthode des doubles rapports d'isotopes. En second lieu, il est important de comprendre que la contradiction ci-dessus peut n'être qu'apparente. De fait, le plateau de la figure III-17 ne reflète rien d'autre que l'énergie d'excitation "consommée" pour créer les produits de fragmentation. Ce plateau ne peut exister que si la production de fragments a lieu. Or, nous verrons dans le prochain paragraphe (§3) que les divers modes de décroissance des noyaux chauds sont en forte compétition. Sélectionner un mode de décroissance donné revient alors à sélectionner telle ou telle corrélation  $\varepsilon^*$ - $T$ . On pourrait parler sans ambiguïté de transition de phase si les grandes énergies d'excitation (au dessus de 3 à 5 MeV/u) conduisaient systématiquement à la fragmentation, ce qui n'est pas le cas. Observer des noyaux

très chauds échappant à la fragmentation et se désexcitant par évaporation est équivalent à l'observation d'un phénomène de surfusion pour les noyaux.

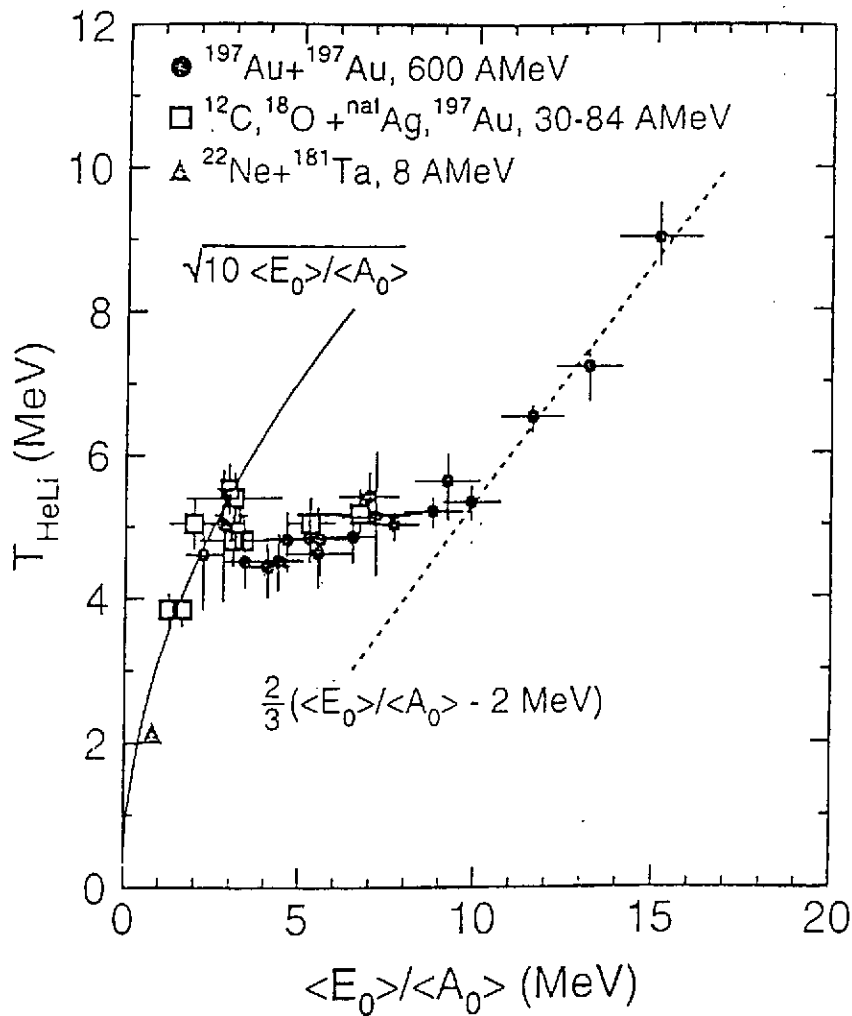


Figure III-20: Corrélation entre  $\epsilon^*$  et  $T$  telle qu'elle a été obtenue dans la réf. 89).

### 3) Modes de décroissance des noyaux chauds:

#### de l'évaporation à la vaporisation

Dans ce paragraphe, nous discutons les modes de décroissance des noyaux essentiellement du point de vue des caractéristiques en charge et en multiplicité des différents produits émis au cours de la réaction reléguant au chapitre suivant les aspects dynamiques. Le domaine en énergie dissipée correspondant aux collisions noyau-noyau aux énergies de Fermi est suffisamment large pour permettre l'observation de tous les modes de décroissance depuis l'évaporation de particules légères accompagnée ou non de la fission, jusqu'à la vaporisation complète du



système (au moins lorsque celui-ci n'est pas trop lourd) en passant par la fragmentation. Par vaporisation, nous entendons la désintégration totale du système en particules de charge 1 ou 2. A titre d'exemple, nous montrons d'abord l'évolution des fragments détectés vers l'avant dans l'expérience Pb+Au à 29 MeV/u en fonction de la multiplicité de neutrons  $M_N$  <sup>99)</sup> (figure IV-21). Pour de faibles valeurs de  $M_N$  (moins de 10 neutrons), les fragments produits en immense majorité sont des quasi-projectiles qui résultent d'interactions périphériques peu dissipatives pour lesquelles le mode de décroissance dominant est l'évaporation. Lorsque  $M_N$  augmente un peu, la voie de fission s'ouvre (il y a plus d'énergie d'excitation disponible et probablement plus de moment angulaire): c'est le domaine où fission et production de résidus sont en compétition avec des probabilités comparables. Ensuite, la production de résidus diminue, de même que la fission et un nouveau mode apparaît vers  $M_N$  égal à 30 ou 40, il s'agit de la fragmentation et celle ci devient progressivement dominante lorsque l'énergie d'excitation augmente.

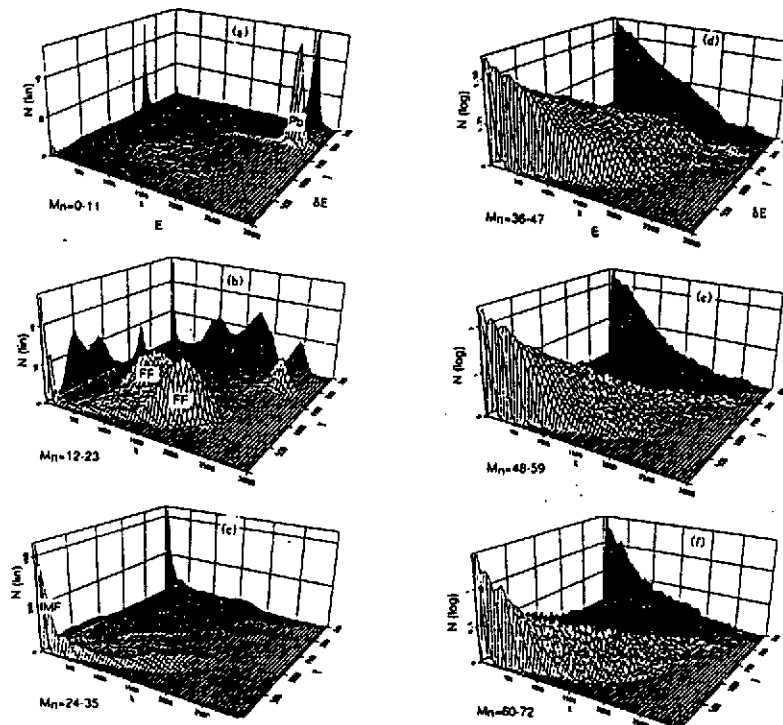


Figure IV-21: Evolution de la distribution en charge et en énergie cinétique des produits émis aux angles avants dans les collisions Pb+Au à 29 MeV/u en fonction de la multiplicité de neutrons. Extrait de <sup>99)</sup>.

D'autres mesures ont pu mettre en évidence le seuil de fragmentation des noyaux lourds en étudiant la compétition fission-fragmentation: on trouve que le passage de 2 à 3 corps dans la cassure des noyaux de masses 200 se fait aux alentours de  $\epsilon^*=3$  MeV/u <sup>5)</sup>. La question de la compétition entre les différents modes de

décroissances peut aussi être envisagée du point de vue des énergies d'excitation que peut supporter un noyau lourd sans fissionner. Toute une série d'expériences a été menée pour mettre en évidence l'existence de résidus lourds produits dans des collisions très dissipatives. Nous mentionnons ici l'expérience Ar+Th réalisée au Ganil entre 27 et 77 MeV/u <sup>100</sup>). La distribution des produits émis à l'avant et détectés dans des Siliciums a été reportée sur la figure III-22. On peut remarquer une contribution associée aux fragments de masse intermédiaire et aussi une très forte population de fragments de fission centrée vers les masses 100 et les vitesses de 1-1.5 cm/ns. Cependant, il y a une contribution non négligeable de fragments lourds et lents vers les masses 150. On a pu s'assurer que ces fragments n'étaient pas les partenaires très asymétriques de fissions en vérifiant qu'ils n'avaient pas de partenaires émis aux angles arrières dans des détecteurs à large acceptance. L'analyse des spectres en énergie des particules  $\alpha$  émises aux angles arrières en coïncidence avec ces résidus donne des températures élevées de l'ordre de 5 à 6 MeV. Ces températures correspondent à des énergies d'excitation estimées aux alentours de 500-550 MeV. Des résultats similaires ont été trouvées en détectant des neutrons en coïncidence avec des résidus <sup>9,101</sup>). Le fait que des noyaux lourds puissent supporter de telles énergies sans fissionner ou fragmenter est un "puzzle" sur le plan théorique.

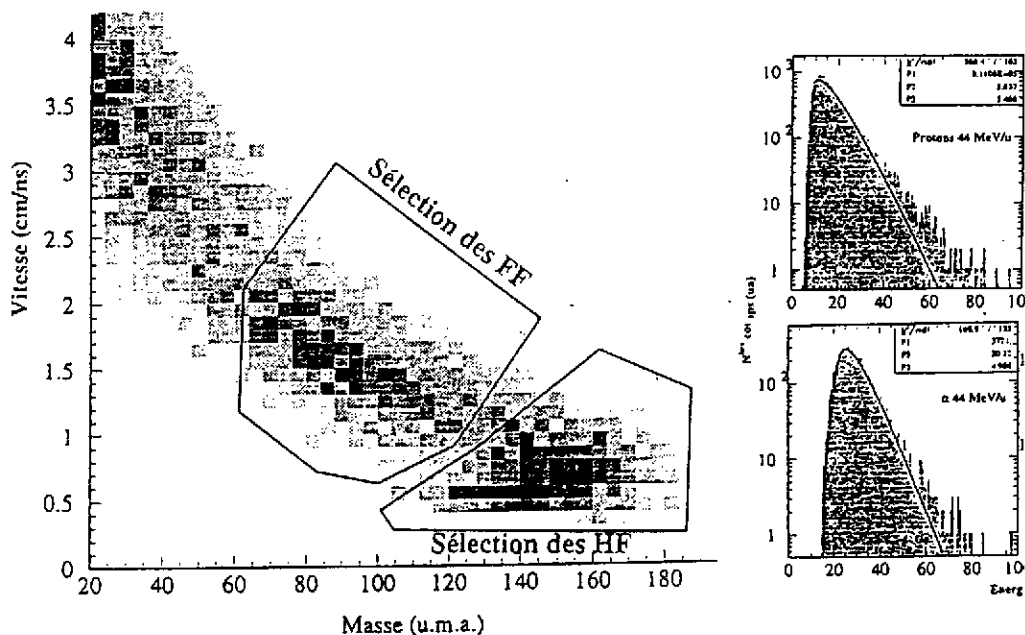


Figure III-22: A gauche, carte Masse-Vitesse des produits émis à petits angles dans les collisions Ar+Th à 44 MeV/u. A droite, spectre en énergie des  $\alpha$  émis à l'arrière en coïncidence avec des résidus lourds sélectionnés dans la carte de gauche. Extrait de <sup>100</sup>).

La physique invoquée pour expliquer de tels effets tient dans les constantes de temps respectives des processus d'évaporation et de fission. Il est généralement admis que la fission est un processus lent et qu'une partie de l'énergie et du moment angulaire stockés dans le noyau peut être évacuée avant fission inhibant d'autant le phénomène. Cette explication est remise en cause (au moins à basse énergie d'excitation) par l'analyse récente menée à Berkeley dont il sera question plus loin.

Nous en venons maintenant au dernier mode de décroissance mis en évidence récemment: il s'agit de la vaporisation des noyaux. Outre la mesure de l'énergie seuil pour l'apparition d'un tel phénomène, il peut aussi être intéressant d'analyser les rapports de production des isotopes de  $Z=1$  et  $2$ . Ces derniers sont montrés sur la figure III-23 ainsi que la fonction d'excitation du processus en fonction de l'énergie incidente pour le système  $Ar+Ni$  <sup>7)</sup>. Le seuil est au voisinage de 50 MeV/u ce qui correspond à des énergies d'excitation de l'ordre de 12 MeV/u. Cette valeur est en accord avec celle que l'on peut obtenir en faisant le bilan énergétique (calorimétrie) événement par événement. Elle est aussi grossièrement reproduite par un code d'évaporation. Enfin, la recherche de résonnances résultant de la décroissance d'agrégats légers dans les corrélations à petits angles peut permettre de savoir si le système est passé par une phase composite ou bien si il est passé directement sous forme de particules légères par un processus explosif très rapide. Ce type d'études est actuellement en cours <sup>102)</sup>.

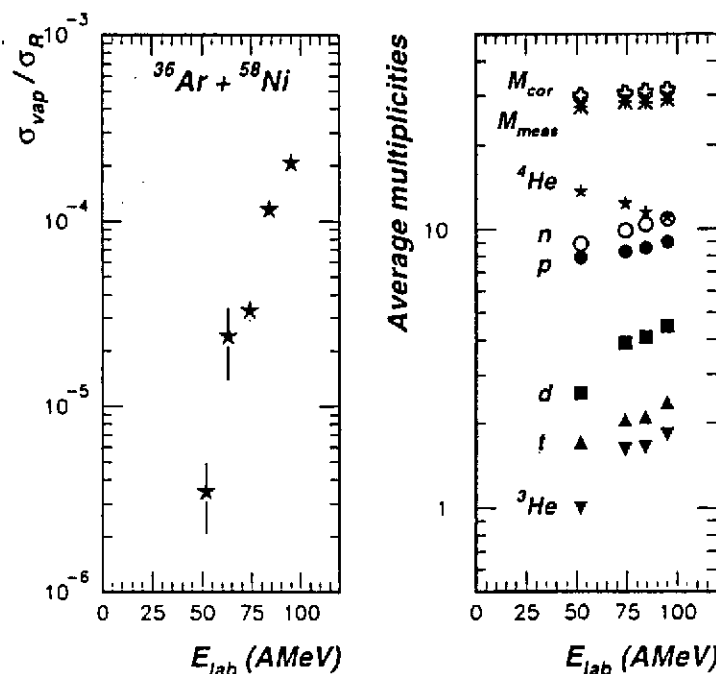


Figure III-23: A droite, fonction d'excitation pour les événements de vaporisation (voir texte). A gauche, évolution des rapports de production des différentes espèces. Extrait de <sup>7)</sup>.

#### 4) Aspects statistiques de la fission et de la fragmentation

Nous discutons maintenant rapidement la comparaison entre les données expérimentales et les prédictions de la théorie statistique dans le cadre de la fission et de la fragmentation. Les hypothèses fondamentales de la théorie statistique ainsi que les ingrédients utilisés dans les modèles ont été déjà discutés dans un cours de cette école en 1993 <sup>85)</sup>. L'enjeu de ce type de comparaison est d'essayer de mettre en évidence des effets dynamiques à travers des déviations par rapport au modèle statistique. Ces effets dynamiques seront discutés en détail dans le chapitre suivant (au moins en ce qui concerne la fragmentation) et dans ce paragraphe, nous étudions cette question uniquement du point de vue des taux de production de fragments de fission et fragments de masse intermédiaire. Nous reprenons ici la démarche de L. Moretto et du groupe de Berkeley. Elle sera d'abord appliquée aux noyaux modérément chauffés (cas de la fission binaire), puis elle sera étendue à la production de fragments.

##### a) probabilité de fission et théorie statistique <sup>103)</sup>

La méthode de l'état transitoire <sup>104)</sup> appliquée à la fission permet d'écrire la largeur de fission en fonction des caractéristiques du système fissionnant:

$$\sigma_f = \sigma_0 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_T} \approx \sigma_0 \frac{1}{\Gamma_T} \frac{T_S \cdot \rho_S(E - B_f - E_r^S)}{2\pi \cdot \rho_{gs}(E - E_r^{gs})} \quad (\text{III-10})$$

où  $\Gamma_f$  est la largeur de fission,  $\Gamma_T$  la largeur totale,  $\sigma_0$  la section efficace totale de production du noyau composé dont on examine la décroissance,  $\sigma_f$  la section efficace de fission, les  $\rho$  sont les densités de niveau, l'indice S se rapporte au point-selle, l'indice gs au fondamental.  $T_S$  est la température au point-selle,  $E$  l'énergie d'excitation du noyau composé,  $E_r$  les énergies de rotation et  $B_f$  la barrière de fission. On peut réécrire l'expression III-10 sous la forme:

$$\frac{\ln R_f}{2\sqrt{a_n}} = \sqrt{\frac{a_f}{a_n}} (E - B_f - E_r^S) \quad (\text{III-11})$$

$$\text{avec} \quad R_f = \frac{\sigma_f}{\sigma_0} \Gamma_T \frac{2\pi \cdot \rho_{gs}(E - E_r^{gs})}{T_S} \quad (\text{III-12})$$

$R_f$  dépend donc de quantités mesurées expérimentalement (les sections efficaces) et de l'estimation des énergies potentielles et des barrières que l'on peut obtenir à partir de modèles macroscopiques type "rotating liquid drop". Il en est de même pour les énergies dans le membre de droite de l'équation III-11. En traçant  $\frac{\ln R_f}{2\sqrt{a_n}}$  en fonction de  $\sqrt{(E - B_f - E_f^s)}$ , on peut tester la validité de la prédiction de la théorie statistique à partir de la relation III-11. Le groupe de Berkeley a obtenu un accord excellent (figure III-24) pour tout une gamme de noyaux excités entre 25 et 125 MeV dans la zone des masses 190 à 215. Ils ont expliqué les apparentes déviations observées dans le passé en termes d'effets de couche ou de pairing. L'introduction de ces corrections conduit à des valeurs de  $a_f/a_n$  de l'ordre de 1 comme on peut s'y attendre dans le cadre d'une description purement statistique de la compétition fission-évaporation. Afin de tester la sensibilité de la méthode à des déviations induites, par exemple, par des "retards" à la fission (ce qui est en général invoqué pour expliquer la valeur de  $a_f/a_n$ , on peut calculer ce que deviendrait ce rapport en fonction de différents retards  $\tau_f$ . Ceci est illustré sur la figure III-25. On note que l'analyse est suffisamment sensible pour pouvoir mettre en évidence des temps  $\tau_f$  de  $10^{-19}$  s pour des énergies d'excitation de l'ordre de 100 MeV. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles qui ont été déduites des analyses des neutrons ou  $\gamma$  de pré ou de post scission; analyses qui permettent de comprendre comment des noyaux lourds très excités peuvent échapper à la fission. Nous sommes donc face à une contradiction quant au rôle d'effets non statistiques dans les probabilités de fission.

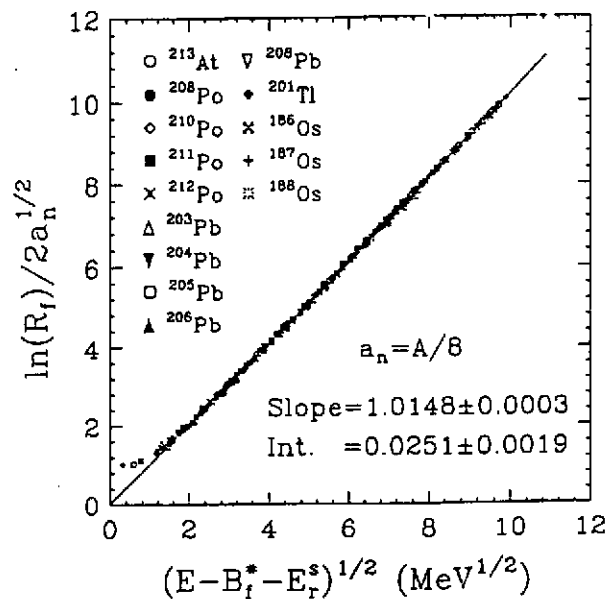


Figure III-24: Test de validité du modèle statistique à l'aide de la formule du texte.

Les données correspondent à la fission de noyaux lourds. Extrait de [103].

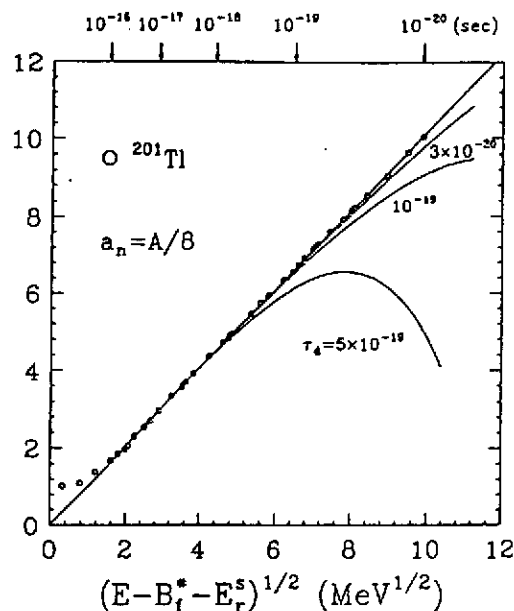


Fig III-25: Mêmes données que la figure précédente. Les courbes correspondent aux prédictions d'un modèle dans lequel on a "retardé" la fission d'une quantité indiquée dans la figure. Extrait de 103).

#### b) la production multiple de fragments et la théorie statistique 105)

L'analyse statistique précédente a été appliquée à la fragmentation des noyaux chauds et les conclusions des auteurs sont essentiellement identiques à celles obtenues dans le cas de la fission: on ne voit pas de déviations dans la production des fragments de masse intermédiaire par rapport à la théorie de l'état transitoire (figure III-26).

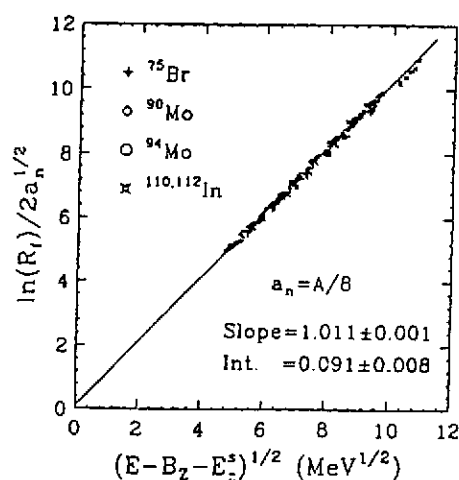


Figure III-26: Même analyse que les figures précédentes mais appliquée à des événements de fragmentation des noyaux indiqués dans la figure. Extrait de 105).

Les aspects statistiques de la fragmentation peuvent aussi être envisagés du point de vue de la multiplicité de fragments  $M_{IMF}$  et de leur distribution en charge.

En particulier, le groupe de Berkeley a étudié l'évolution de  $M_{IMF}$  en fonction de l'énergie d'excitation (en réalité en fonction d'une quantité qui lui est reliée: l'énergie totale transverse des particules légères émises) 106). Ils trouvent un résultat surprenant et qui mérite d'être confronté à d'autres données: la distribution de  $M_{IMF}$  suit une loi binomiale. Ce résultat s'interprète en disant que la probabilité totale pour les différentes émissions successives de fragments peut être "réduite" à la probabilité  $p$  d'une seule cassure. De plus, on trouve que l'évolution de  $p$  avec l'énergie d'excitation est compatible avec un processus thermique. A partir de ces deux remarques, la conclusion des auteurs est que la fragmentation des noyaux est un processus purement statistique et peut se réduire à une succession de cassures gouvernée uniquement par les barrières et la température. Il faut toutefois être prudent sur cette conclusion et on verra dans le chapitre suivant qu'elle est contestable puisque nous y discuterons l'existence d'effets dynamiques. De tels effets ont aussi été démontrés au § 1-c. Ces démonstrations passent par l'analyse de quantités cinématiques. Les probabilités de cassure ou les multiplicités de fragments sont donc des données insuffisantes pour permettre de dégager les effets dynamiques présents dans les collisions. Il reste qu'il est étonnant que ces données simples ne reflètent justement que des effets de type thermiques. Les raisons réelles de cet accord sont encore à élucider.

## 5) Conclusions

Après avoir décrit quelques variables globales utilisées pour la caractérisation des événements détectés dans les systèmes  $4\pi$ , nous avons d'abord discuté les mécanismes de réaction qui conduisent à la formation de noyaux portés dans des états extrêmes de température, de moment angulaire et peut-être de pression.

Il semble que même dans ces conditions extrêmes, les degrés de liberté intrinsèques ont le temps de s'équilibrer. De fait, les théories de transport 23-27) indiquent des temps de relaxation de l'ordre de 30 fm/c alors que les temps de collisions excèdent souvent la centaine de fm/c. La caractérisation des noyaux chauds peut donc être discutée en termes de variables thermodynamiques: essentiellement la température  $T$  et l'énergie d'excitation  $\epsilon^*$ . Cette dernière peut atteindre des valeurs élevées qui excèdent l'énergie de liaison. Les corrélations entre  $T$  et  $\epsilon^*$  peuvent apporter des informations fortes sur le comportement de la matière nucléaire chauffée, en particulier sur une éventuelle transition de phase. Les résultats expérimentaux sur le sujet, aujourd'hui contradictoires, doivent être analysés avec précaution, voie de sortie par voie de sortie, les informations principales à ce niveau se trouvant sans doute dans les probabilités relatives associées.

Les différents modes de décroissance des noyaux chauds observés autour de l'énergie de Fermi ont été rapidement passés en revue. Tous les modes possibles sont en forte compétition. En ce qui concerne la fragmentation, les multiplicités de fragments présentent de nombreuses propriétés de type statistique. Cela ne signifie pas la relaxation de toutes les variables collectives du système car celles-ci peuvent avoir de grandes constantes de temps (au delà de 100 fm/c). Parmi ces variables, les déformations (déjà entrevues au §1-c) et les fluctuations de densité jouent probablement un rôle déterminant. C' est pourquoi il est nécessaire d'analyser en détail les propriétés cinématiques des produits émis. Ceci est l'objet du chapitre suivant.



#### **IV) Dynamique des mouvements de grande amplitude:** **l'exemple de la fragmentation**

##### **1) Enjeux théoriques: la physique des instabilités**

Les développements du §4 du chapitre III ont indiqué que la probabilité de production de fragments dans les désexcitations de noyaux chauds révèle un comportement statistique des systèmes. On peut donc être tenté de conclure que seules des considérations d'espace de phase déterminent les observables. Si l'on veut chercher des signatures d'effets non statistiques, il faut être capable de dégager des variables dynamiques ou des séquences temporelles définies permettant de suivre l'histoire d'une réaction. C'est cette démarche que nous suivons dans ce chapitre. Les variables que nous choisirons sont des degrés de liberté à temps caractéristiques "longs" (de l'ordre de 100 fm/c ou plus), temps qui autorisent le suivi d'une évolution dynamique. La déformation des systèmes en est un exemple. Elle conduit à la fission. Les principaux résultats concernant l'étude de la dynamique de ce processus se trouvent dans la réf. 32). Ici, nous nous focalisons sur la fragmentation. Notre propos consiste d'abord à identifier les instabilités qui entrent en jeu dans la brisure des noyaux. Les instabilités thermiques, responsables de l'évaporation, peuvent induire l'émission d'agrégats. Comme pour la fission, les instabilités de forme (statistiques ou dynamiques) peuvent jouer un rôle déterminant pour la fragmentation. Dans ce type de processus, il y a compétition entre les forces coulombiennes qui tendent à briser le noyau et la tension de surface qui cherche à restaurer la symétrie sphérique. Durant ces déformations, la matière reste à densité normale de sorte que la physique étudiée réside essentiellement dans l'étude des propriétés de transport (en particulier la viscosité) de la matière dans des conditions de pression normale mais à des températures élevées. Cependant, il existe un autre type d'instabilité qui pourrait être à l'origine de la fragmentation: il s'agit de la décomposition spinodale. Il existe une région dans le diagramme de phase de la matière nucléaire où la vitesse du son est imaginaire, ce qui implique pour tout système plongé dans cette région, qu'une toute petite fluctuation de densité croît d'une façon exponentielle de telle sorte que le système devient instable mécaniquement et fragmente. Il est possible en calculant les relations de dispersion dans la matière nucléaire dans le cadre d'une théorie de champ moyen d'estimer les temps ainsi que les longueurs d'onde associés à ce processus. Une telle étude a été entreprise dans la réf. 108) et les résultats sont montrés sur la figure IV-1.

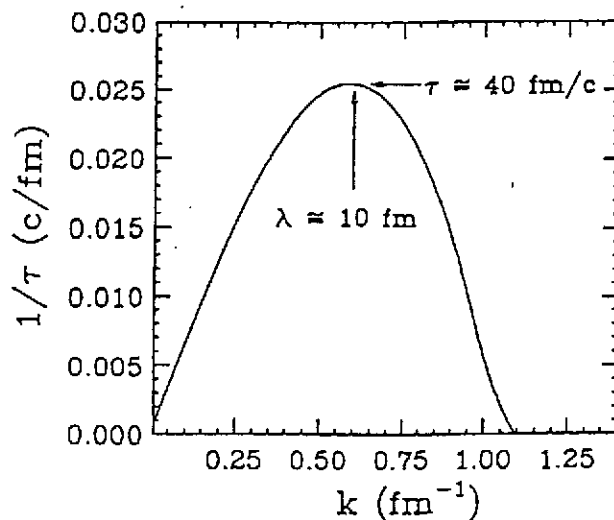


Figure IV-1: Relation de dispersion pour la matière nucléaire dans la région spinodale calculée dans le cadre d'une théorie de champ moyen . Extrait de <sup>108)</sup>

La longueur d'onde associée aux temps d'instabilité les plus courts est de l'ordre de 10 fm ce qui implique dans le cadre d'une telle théorie une production importante de noyaux aux alentours de masse de la masse 20. Quant aux temps en eux mêmes, ils sont de l'ordre de 40 fm/c et si l'on tient compte qu'il faut environ deux à trois temps caractéristiques pour former les fragments, on aboutit à des échelles de temps de l'ordre de 100-150 fm/c. La même analyse a été entreprise avec une approche quantique <sup>109)</sup>. On obtient alors des temps un peu plus longs.

La caractérisation de la fragmentation du point de vue dynamique, c'est à dire en termes d'échelle de temps, de configuration spatiale et de répartition de l'énergie disponible dans différents modes de stockage est donc très importante pour identifier les différents types d'instabilités responsables de la fragmentation. Cette question est abordée du point de vue expérimental dans les paragraphes suivants. Cependant, auparavant il est nécessaire de dire quelques mots sur les outils de simulation utilisés pour l'analyse de ces phénomènes.

## 2) Outils de simulation:

### un lien entre l'expérience et les théories microscopiques

L'étude des processus de fragmentation nucléaire est compliquée du fait qu'il faut réduire l'information issue de la réaction à quelques variables globales afin de pouvoir classer les collisions et isoler les signaux les plus représentatifs. De plus, les détecteurs utilisés bien que très performants ne sont pas exempts de défauts et il est souvent nécessaire de "filtrer" les résultats d'un modèle ou d'une théorie à travers le dispositif utilisé. Enfin, les protocoles d'analyse et de classement des événements peuvent induire des effets d'auto-corrélation et il peut être utile pour ne pas dire indispensable de pouvoir contrôler au moins en partie ce genre de problèmes. Pour ce faire, il est intéressant de pouvoir disposer de générateurs d'événements ou de modèles de type phénoménologique ne nécessitant pas des temps de calculs prohibitifs pour obtenir des statistiques décentes. De plus, ce type de modèle jette un pont entre les résultats expérimentaux et les modèles microscopiques plus réalistes en ce sens qu'ils permettent d'extraire des données des quantités fondamentales telles que des temps, des énergies ou des formes qui sont à même de tester les ingrédients et hypothèses des modèles microscopiques. Dans ce paragraphe, nous décrivons brièvement l'un de ces modèles dont les résultats seront amplement discutés par la suite. Nous sommes intéressés à décrire phénoménologiquement des événements dans lesquels plusieurs fragments sont émis à partir d'une ou de plusieurs sources sur des échelles de temps très courtes. Pour ce faire, nous développons un modèle simple pour la dynamique d'un système de plusieurs fragments en interaction coulombienne à partir de conditions initiales contraintes par les lois de conservation (masse, charge, impulsion, énergie, moment angulaire) et la configuration spatio-temporelle (forme de la (ou des) sources, temps d'émission des particules légères et des fragments) du système. Ces modèles sont très répandus en physique nucléaire et leur ancêtre commun est Freesco qui fut développé au début des années 80 pour les collisions d'ions lourds relativistes <sup>110</sup>). La plupart d'entre eux utilisent des concepts statistiques pour calculer les fonctions de partition initiales <sup>95,96,111,112</sup>). La définition de la configuration spatio-temporelle des fragments est un problème délicat. Du point de vue spatial, on invoque souvent le concept de freeze-out pour justifier le positionnement initial des noyaux. Ceci signifie qu'il existe une densité de la matière (ou d'une façon équivalente une distance critique entre les fragments) pour laquelle les fragments cessent d'échanger de la matière et n'interagissent plus via la force nucléaire. A partir de ce point, la dynamique des fragments est gouvernée par l'interaction coulombienne seule. Ce faisant, on suppose implicitement (ce qui n'est pas évident

a priori) que le système au freeze-out est dans un état stationnaire (correspondant à un point-selle) puisque l'on calcule le poids statistique de la configuration à cet instant. Dans ce genre d'approche, on suppose que les fragments sont formés pratiquement au même instant ce qui, comme nous allons le voir par la suite, n'est justifié que pour des énergies d'excitation supérieures à 5 MeV/u.

Il convient aussi de définir les caractéristiques cinématiques des produits initiaux dans la source. A un niveau de description microcanonique, l'impulsion, l'énergie et le moment angulaire doivent être exactement conservés. Des prescriptions pour vérifier de telles contraintes dans la définition des impulsions initiales des fragments ont été données par J. Randrup <sup>112)</sup>. Cette méthode d'échantillonnage est celle utilisée dans le code WIX ainsi que dans le code SIMON. Nous décrivons maintenant rapidement les quelques possibilités supplémentaires disponibles dans SIMON <sup>113)</sup> par rapport à WIX. Le générateur permet de simuler la décroissance de plusieurs sources à la fois, ce qui permet d'analyser des effets de proximité entre fragments issus de deux sources différentes (voir paragraphe suivant). Le calcul tient compte aussi de possibles émissions secondaires à partir des fragments initiaux chauds et l'évaporation de particules légères est prise en compte tout au long du processus. Comme dans WIX, il est possible de superposer au mouvement thermique des fragments de départ une expansion collective du type auto-similaire (ceci signifie que la vitesse d'expansion est proportionnelle à la distance au centre du fragment). Cet aspect de la simulation sera illustrée au § 4 de ce chapitre. Enfin, plusieurs géométries pour la (ou les) sources sont possibles allant de la sphère à la bulle en passant par les tores et les disques. Cette question de la "forme" de la source fragmentant sera discutée au § 5.

### 3) Instabilités et échelles de temps:

#### déformations ou décomposition spinodale?

Dans ce paragraphe, nous décrivons les techniques expérimentales qui ont été développées ces dernières années pour l'estimation des différentes échelles de temps mises en jeu dans les processus de fragmentation nucléaire. Le temps de vie par rapport à la fragmentation ainsi que le temps moyen entre l'émission de deux fragments par un noyau excité sont deux quantités fondamentales qui permettent de caractériser l'évolution du processus en fonction, par exemple, de l'énergie déposée dans le système étudié. Le schéma de la figure IV-2 permet d'illustrer comment les deux types de mesure sont possibles. Supposons une collision du type transfert très inélastique telle que celles étudiées au chapitre III. Après une phase d'approche, les deux noyaux atteignent le maximum de recouvrement correspondant au maximum de compression (si il y en a) pour le temps  $\tau_{\max}$  suivie d'une étape de

forte dissipation de l'énergie incidente, puis les deux partenaires de la réaction orbitent et se re-séparent au temps  $\tau_{\text{inter}}$ .

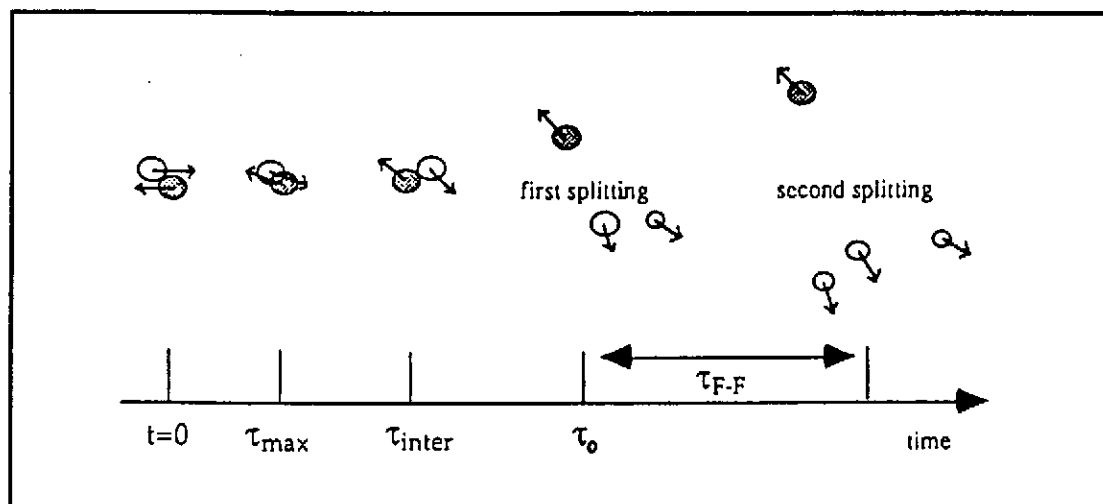


Figure IV-2: Description schématique d'une collision binaire dissipative avec les différents temps discutés dans le texte. Extrait de [114]

L'un d'entre d'eux (ou les deux) peu(ven)t alors décroître en emettant un premier fragment au temps  $\tau_0$  que l'on définit alors comme le temps de vie du système vis à vis de la fragmentation. La mesure du temps entre la re-séparation et l'émission de ce premier fragment permet d'avoir accès au temps de vie vis à vis de la fragmentation via la connaissance de  $\tau_{\text{inter}}$  à l'aide de modèles. Ensuite, ce même noyau excité peut emettre un second fragment et éventuellement un troisième et on peut alors mesurer le temps moyen  $\tau_{\text{F-F}}$  entre chaque émission. Pour cette dernière mesure, la technique consiste à prendre avantage des corrélations spatio-temporelles entre fragments issus d'un même noyau, ce qui permet d'étendre la méthode à des réactions de fusion. Par contre, la mesure du temps de vie nécessite la corrélation entre fragments issus de deux sources différentes et est donc limitée à des collisions binaires dissipatives. L'essence de la méthode réside dans les interactions coulombiennes entre fragments suffisamment lourds qui induisent des corrélations spatio-temporelles d'autant plus fortes que les fragments sont proches dans l'espace-temps et permettent donc d'avoir accès à la séquence en temps du processus. Deux types de variables ont été étudiés: les angles relatifs et les vitesses relatives entre fragments. Nous décrivons dans la suite la technique dans le cas des angles relatifs. L'effet majeur de la répulsion coulombienne entre les fragments est une anti-corrélation à petits angles d'autant plus marquée que les fragments interagissent fortement et sont donc proches dans l'espace-temps. La méthode habituelle pour mettre clairement en évidence ce genre d'effets consiste à construire des fonctions de corrélation. Pour cela, on construit le spectre de l'observable  $\phi$

considérée sur les événements vrais d'une part puis à l'aide d'un ensemble d'événements dits décorrélés en mélangeant par exemple des fragments d'un événement avec ceux de l'événement suivant <sup>115</sup>). On définit alors la fonction de corrélation suivant la formule:

$$\eta(\phi) = \frac{Y^{\text{corr}}(\phi) - Y^{\text{dec}}(\phi)}{Y^{\text{corr}}(\phi) + Y^{\text{dec}}(\phi)} \quad (\text{IV-1})$$

où les indices "dec" et "corr" correspondent respectivement aux événements décorrélés et corrélés (les Y sont les taux de comptage convenablement normalisés). La figure IV-3 montre le résultat d'une telle procédure dans le cas de collisions dissipatives Ar+Au à deux énergies incidentes 30 et 60 MeV/u <sup>116</sup>).

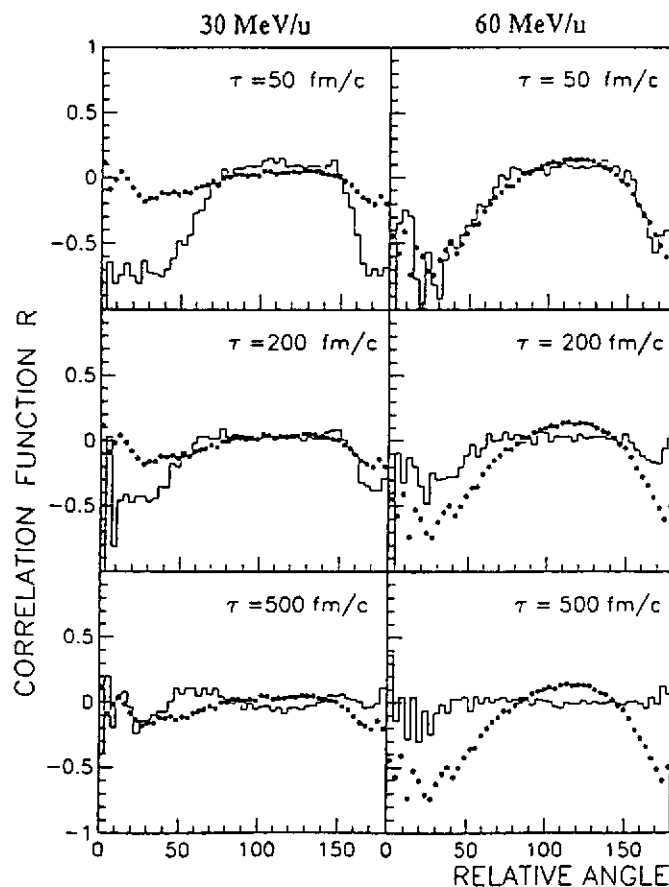


Figure IV-3: Fonctions de corrélations construites sur les angles relatifs entre fragments pris deux à deux dans les réactions Ar+Au à 30 MeV/u (figures de gauche) et 60 MeV/u (figures de droite).

Les points noirs sont les données expérimentales, les histogrammes sont le résultat de calculs pour différentes valeurs de  $\tau_{F.F}$  (voir texte). Extrait de <sup>116</sup>).

Les réactions où trois fragments lourds ont été émis ont été sélectionnées et l'énergie d'excitation  $\epsilon^*$  déposée dans le système a été estimée à 3 MeV/u à 30

MeV/u et 5 MeV/u à 60 MeV/u. Afin de pouvoir obtenir quantitativement une mesure du temps entre chaque émission, une simulation calculant les trajectoires coulombiennes entre fragments a été réalisée et les résultats sont confrontés avec les data pour plusieurs constantes de temps. A basse énergie d'excitation, la fonction de corrélation est relativement plate indiquant l'absence d'effets de proximité entre les fragments. Ceci est confirmé par les calculs qui sont en bon accord avec les données pour des temps  $\tau_{F-F}$  relativement long de l'ordre de 500 fm/c. La situation est tout à fait différente à  $\epsilon^* = 5$  MeV/u. Une forte anti-corrélation aux petits angles relatifs est observée indiquant de forts effets de proximité. L'allure de la distribution est reproduite par le calcul pour des temps très courts de l'ordre de 50 fm/c. Cette importante réduction des temps d'émission en fonction de  $\epsilon^*$  a été observée dans d'autres systèmes et avec des techniques différentes. Une compilation (non exhaustive) des résultats obtenus est montrée sur la figure IV-4. Si l'on considère la multifragmentation comme l'émission de fragments sur des échelles de temps très courts de l'ordre de 100 fm/c, alors on peut affirmer que ce type de processus intervient pour des  $\epsilon^*$  aux alentours de 5 MeV/u.

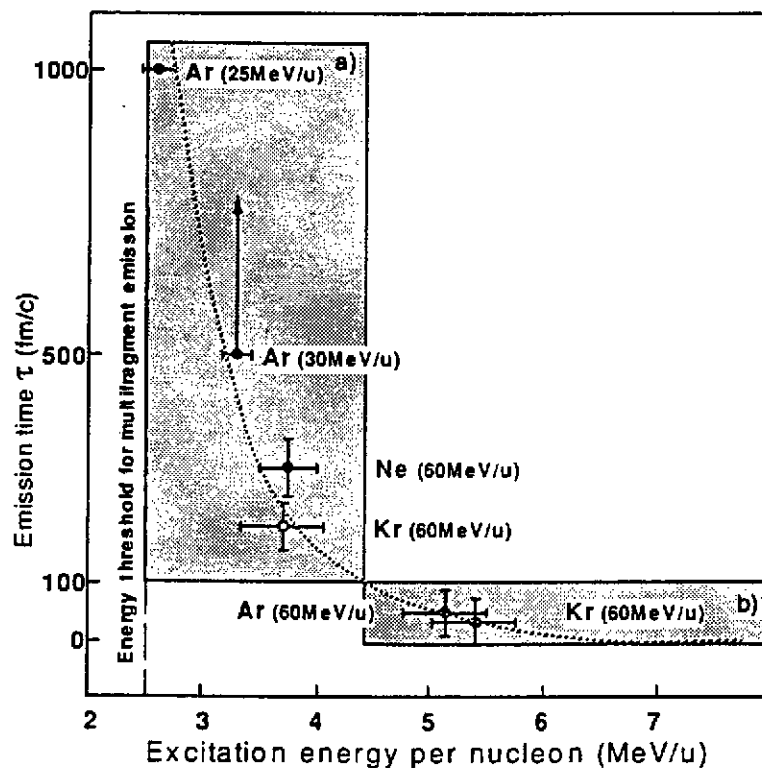


Figure IV-4: Systématique des temps d'émission de fragments en fonction de  $\epsilon^*$  Extrait de [117].

Nous en venons maintenant à la mesure de la durée de vie vis à vis de la fragmentation. Comme indiqué plus haut, la méthode nécessite l'utilisation des corrélations spatio-temporelles entre fragments issus de deux sources différentes.

L'essence de la méthode est illustrée sur la figure suivante: la fragmentation (par exemple en trois fragments) d'un des deux partenaires de la réaction au voisinage de l'autre induit des distorsions coulombiennes qui se reflètent dans la distribution angulaire des fragments dans leur centre de masse. Là encore, une anti-corrélation aux petits angles mesurés par rapport à l'axe reliant les deux partenaires de la collision est le signal d'un temps de vie court alors que l'absence de distorsion indique un temps de vie long. Nous prenons à titre d'illustration le cas de Pb+Au à 29 MeV/u pour lequel il a pu être montré que la plus grande majorité des événements était associée à des transferts très inélastiques. Les événements pour lesquels trois fragments de l'un des partenaires ont été émis en coincidence avec un résidu lourd (la quasi-cible ou le quasi-projectile) ont été sélectionnés et l'énergie d'excitation  $\epsilon^*$  évaluée à l'aide de la méthode développée au chapitre III §2-a. L'évolution de la distribution angulaire des trois fragments en fonction de  $\epsilon^*$  est montrée sur la figure IV-5 (114).

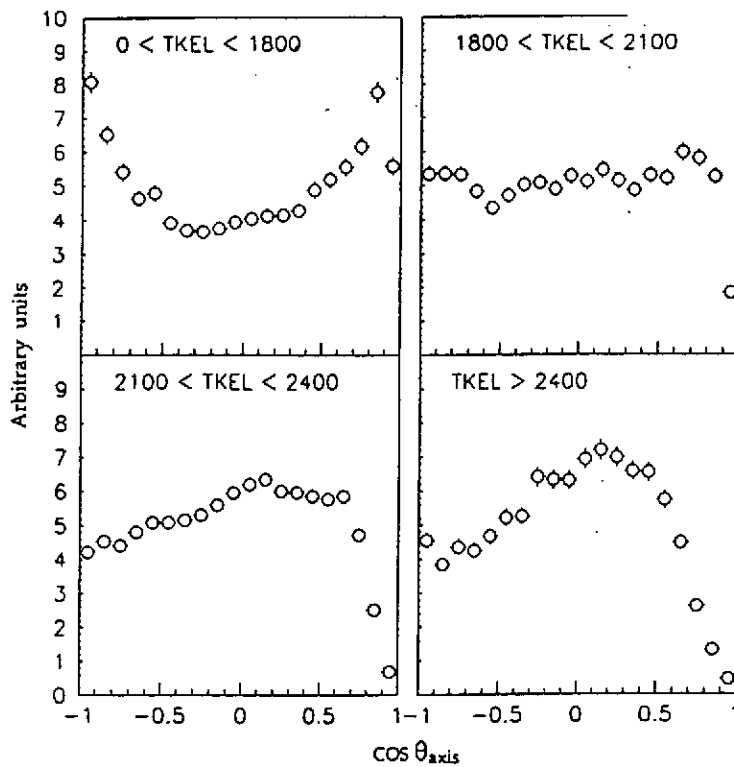


Figure IV-5: Evolution de la distribution angulaire des fragments issus de la fragmentation de l'un des deux partenaires d'une collision binaire dissipative Pb+Au à 29 MeV/u. Ces distributions sont obtenues en projetant les vitesses des fragments (calculées dans le centre de masse de ces fragments) le long d'un axe reliant les deux partenaires primaires de la collision. Chaque fenêtre est associée avec un domaine d'énergie d'excitation évaluée à l'aide de la méthode du TKEL. Extrait de (114)

A basse énergie d'excitation, la distribution est symétrique avant-arrière (le fait qu'elle ne soit pas plate est dû à des effets de moment angulaire) montrant qu'il



n y a pas d'effets de proximité à ces énergies puis la situation évolue et la distorsion apparaît pour les plus grandes dissolutions c'est à dire pour les collisions les plus centrales.

Afin d'évaluer le temps de vie, une simulation utilisant le code SIMON a été effectuée pour les événements les plus dissipatifs correspondant à la dernière fenêtre de la figure IV-5. Dans ces calculs, le paramètre principal est le temps de vie. Un bon accord est observé pour des valeurs de l'ordre de 150 fm/c après que les deux partenaires se soient re-séparés (figure IV-6).

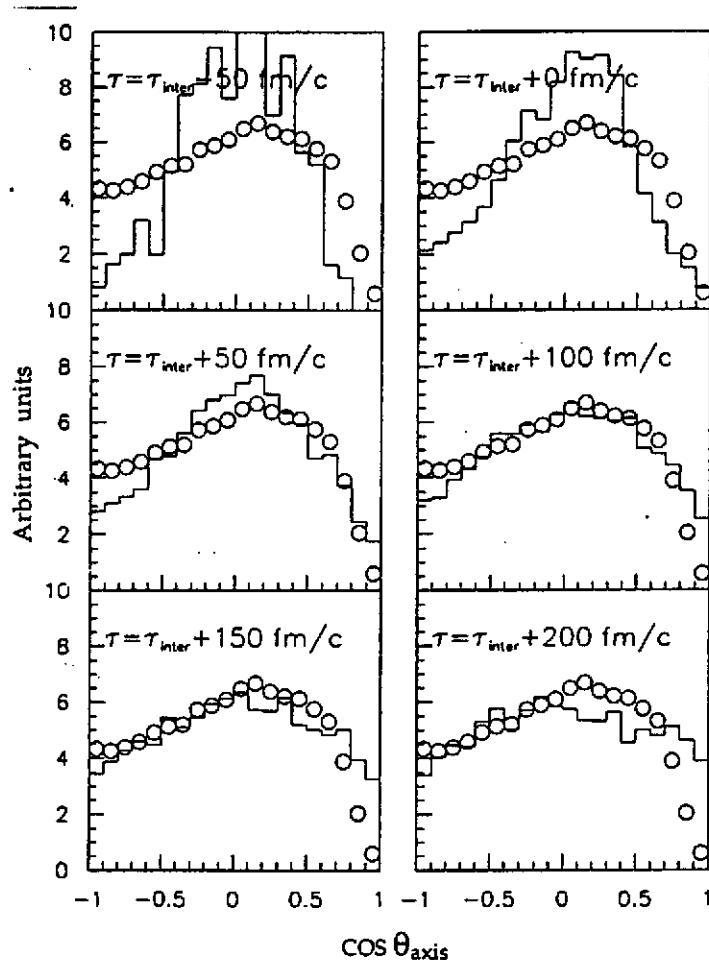


Figure IV-6: Comparaison entre les distributions angulaires expérimentales (points ) et le résultat de calculs décrits dans le texte pour les collisions les plus dissipatives Pb+Au à 29 MeV/u. La valeur de  $\tau$  dans chaque fenêtre correspond à la somme du temps d'interaction plus le temps de vie d'un des deux partenaires après re-séparation. Extrait de 114)

#### 4) Instabilités et systèmes en expansion: fluctuations de densité?

Dans le paragraphe précédent, nous avons développé les aspects temporels de la fragmentation. Nous en venons maintenant à la question de la répartition de l'énergie stockée dans le noyau soit sous forme thermique soit sous forme potentielle et en particulier nous allons discuter l'existence ou non d'une composante collective dans le spectre en énergie des fragments. La justification de telles analyses tient à ce qu'il est généralement admis que l'existence d'une telle composante est la signature d'un processus d'expansion de la matière <sup>111)</sup>, ce dernier processus ayant été initié par une phase de compression dans les premiers instants de la collision. La mise en évidence d'un tel effet collectif est donc un signal directement relié à la compressibilité de la matière nucléaire ainsi qu'à l'évolution dynamique de la matière en expansion et donc en particulier à ses propriétés de transport. Une autre idée proposée récemment pour l'interprétation de ces effets collectifs est la création d'une onde de choc dans la zone de recouvrement des deux noyaux <sup>118)</sup>: la propagation de cette onde dans le milieu induirait une mise en mouvement de la matière. A l'aide d'un modèle hydrodynamique simple, l'influence de la compressibilité de la matière nucléaire dans l'apparition du phénomène a pu être mise en évidence.

Cet effet étant attendu dans les collisions les plus violentes, il est nécessaire de sélectionner ces dernières du mieux possible. Plusieurs méthodes décrites au chapitre précédent ont été utilisées et nous ne re-discutons pas cet aspect dans la suite. Nous supposons donc acquis la sélection et nous nous concentrons maintenant sur le signal recherché. Si l'on suppose que l'expansion de la matière se fait le long d'une iso-entropie, alors le mouvement collectif est du type auto-similaire, c'est à dire que la vitesse collective des fragments est proportionnelle à la distance de ces derniers par rapport au centre du système. Ceci signifie que les fragments à la périphérie ont une vitesse plus grande. L'autre point à souligner est que cet aspect collectif du mouvement sera d'autant mieux mis en évidence qu'il sera observé sur des fragments lourds car à ce mouvement collectif viendra toujours se superposer un mouvement désordonné dû à l'effet thermique. Comme ce dernier est indépendant de la masse du fragment alors que le mouvement collectif est proportionnel à la masse, il est préférable de chercher l'effet sur des fragments lourds. Par conséquent, la signature la plus intéressante est l'énergie calculée dans le centre de masse des fragments lourds émis au cours de la réaction. Ce type d'analyse a été menée sur plusieurs systèmes dans le domaine de l'énergie de Fermi et quelques résultats obtenus sont montrés par la suite.

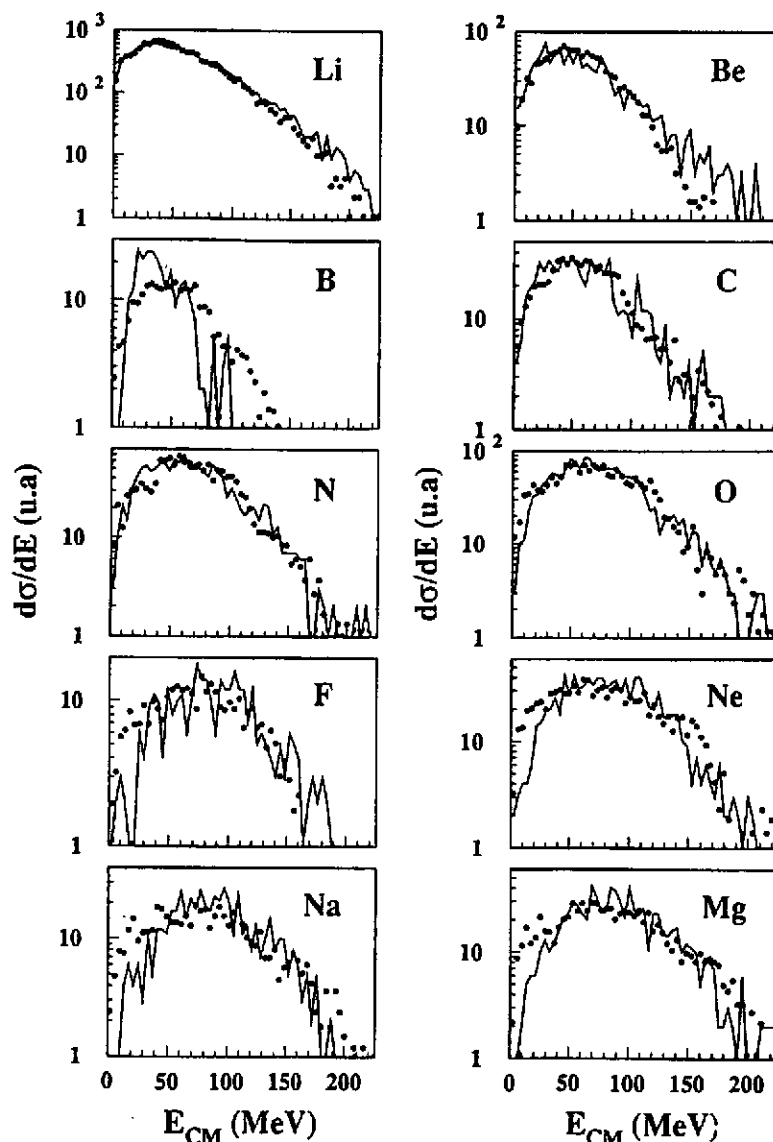


Figure IV-7: Spectre en énergie des fragments calculés dans le centre de masse de la réaction pour différents isotopes. Les collisions les plus centrales pour le système Xe+Sn à 50 MeV/u ont été sélectionnées. Les points sont les données et les histogrammes les résultats du générateur d'événements SIMON (voir texte). Extrait de 66).

Sur la figure IV-7, on a représenté les spectres en énergies des fragments émis aux alentours de  $90^\circ$  dans le centre de masse dans les collisions les plus centrales pour le système Xe+Sn à 50 MeV/u. Ces spectres sont très correctement reproduits par le code SIMON avec une valeur de l'énergie d'expansion de 2 MeV/u <sup>118</sup>). Un calcul de type EUGENE <sup>36</sup>) où il n'y a pas d'expansion dans la dynamique est incapable de reproduire les spectres. Lorsque l'on calcule la valeur moyenne de l'énergie cinétique isotope par isotope, on obtient la courbe de la figure IV-8 <sup>119</sup>).

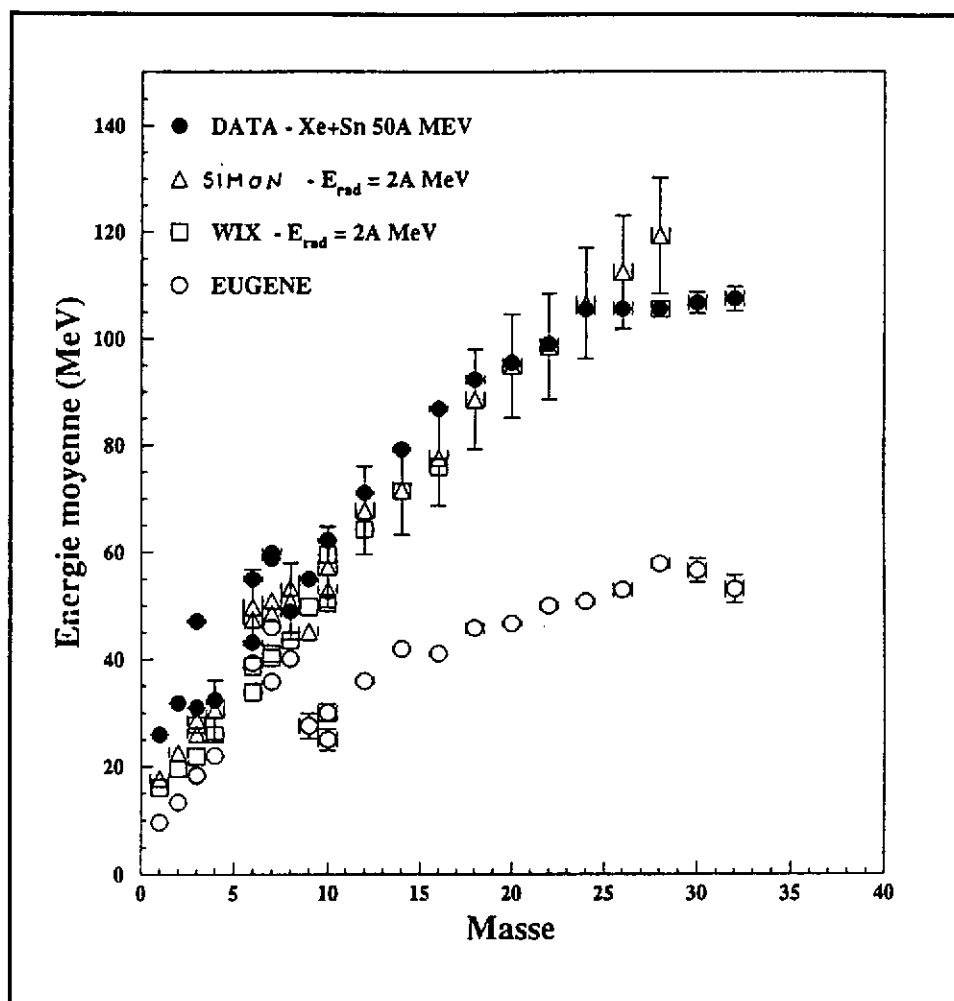


Figure IV-8: Energie cinétique par nucléon des fragments émis dans les collisions centrales Xe+Sn à 50 MeV/u en fonction de leur charge. Les résultats expérimentaux (points noirs) ont été comparés avec les résultats des codes Simon, Wix et Eugène. Extrait de 119)

Des analyses similaires ont été réalisées sur les systèmes Kr+Au à 60 MeV/u<sup>120)</sup> (figure IV-9), Zn+Ti à 79 MeV/u<sup>35)</sup> (figure IV-10) et Ar+Al entre 55 et 95 MeV/u<sup>121)</sup>. Pour le système Kr+Au à 60 MeV/u, l'énergie d'excitation a été estimée à 5 MeV/u. De la comparaison des données expérimentales avec les résultats du code SIMON, on a pu conclure à l'absence notable d'effets d'expansion bien qu'une nouvelle sélection des événements sur des critères plus restrictifs ait permis de mettre en évidence un (léger) effet de l'ordre de 1 MeV/u<sup>122)</sup>. Lorsque l'on augmente l'énergie déposée dans le système (Zn+Ti à 79 MeV/u) vers des  $\epsilon^*$  de l'ordre de 10 MeV/u, la comparaison avec les modèles donnent des valeurs pour  $E_{coll}$  de l'ordre de 1.5-2 MeV/u. Une valeur très similaire a été trouvée pour le système Ar+Al.

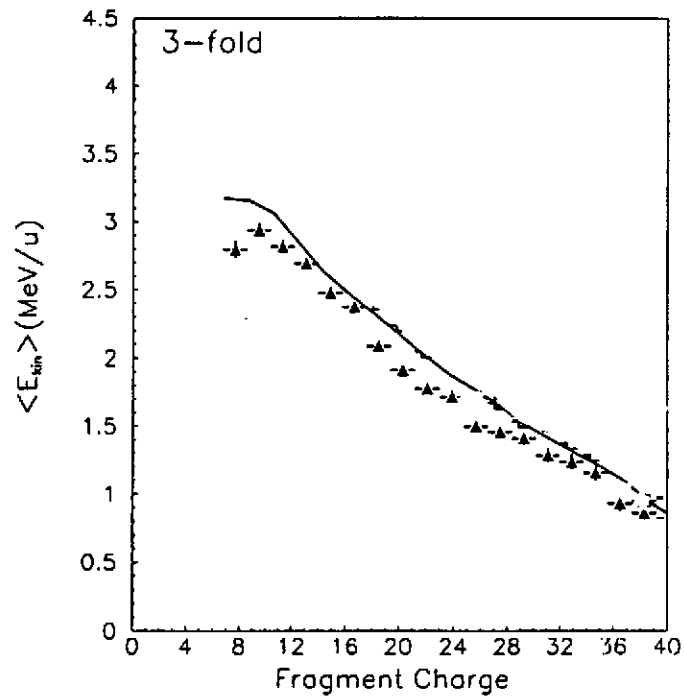


Figure IV-9: Energies cinétiques moyennes des fragments émis dans les collisions centrales Kr+Au à 60 MeV/u en fonction de la charge du fragment. Extrait de 120).

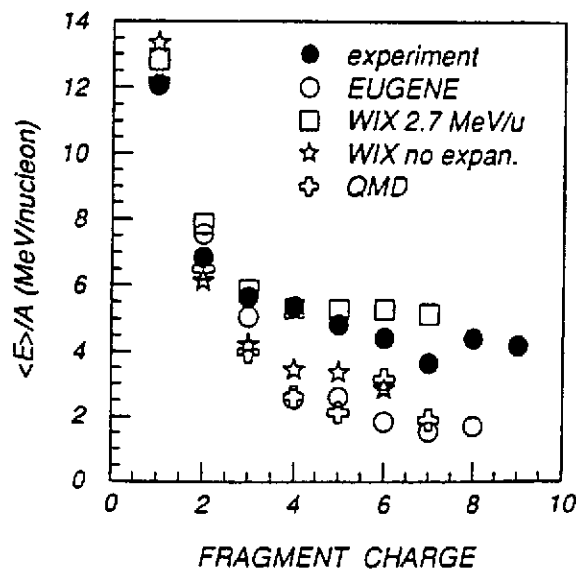


Figure IV-10: Energie cinétique par nucléon des fragments émis dans les collisions centrales Zn+Ti à 79 MeV/u en fonction de leur charge. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec différents codes statistiques décrits au §2 de ce chapitre. Extrait de 35).

D'autres méthodes ont été développées. Par exemple, la collaboration Amphora a utilisé la dispersion en énergie transverse du fragment le plus lourd dans l'évènement pour mesurer  $E_{coll}$ . Pour le système S+Al à 32 MeV/u,

correspondant dans des collisions centrales à  $\epsilon^*$  voisin de 7-8 MeV/u, les auteurs annoncent une valeur de  $E_{\text{coll}}$  de l'ordre de 3 MeV/u <sup>123</sup>). Dans la figure IV-11, on a collecté ces résultats permettant un embryon de systématique. Hormis le point Amphora qui peut être altéré par l'influence des processus binaires, l'ensemble des résultats suggèrent un seuil pour l'apparition d'effets collectifs dans le mouvement de matière pour  $\epsilon^*$  aux alentours de 5 MeV/u. Ce faisant, on a supposé implicitement que la bonne variable pour suivre le phénomène était  $\epsilon^*$  ce qui n'est pas évident du tout. Si l'on pense en termes de compression de la matière, l'effet serait plutôt relié à l'énergie relative entre les deux partenaires de la collision. Pour trancher cette question, une extension de la systématique est nécessaire à la fois en fonction de l'énergie du faisceau et de l'énergie d'excitation: cet travail est en cours sur les données Indra.

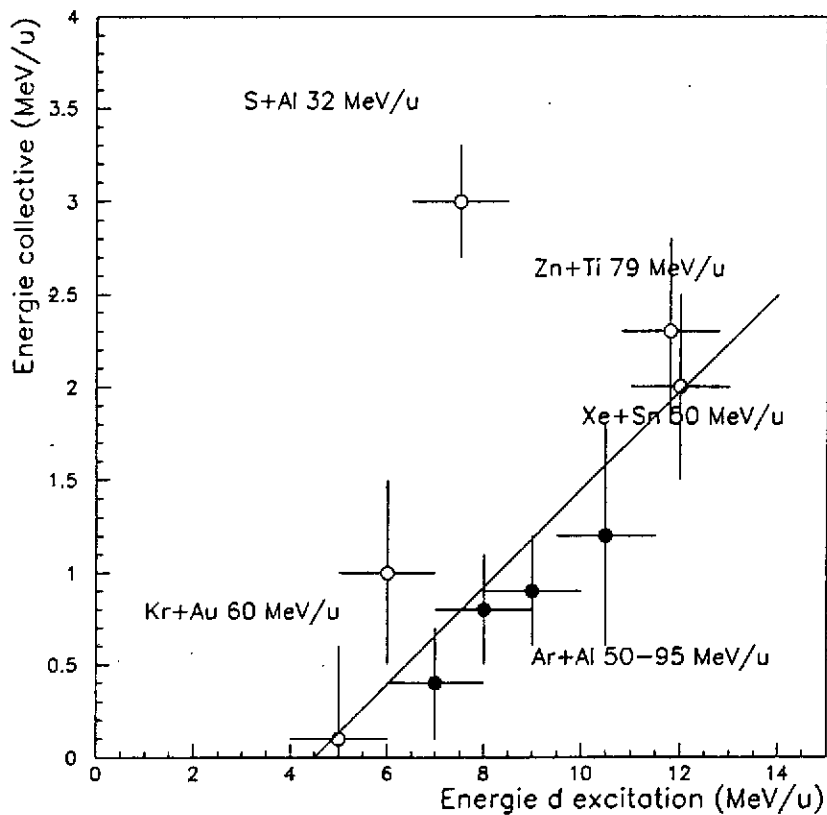


Figure IV-11: Compilation des résultats concernant l'énergie collective mesurée dans les différents systèmes mentionnés dans le texte. La ligne est pour guider l'œil.

##### 5) Instabilités et séquences de forme : configurations exotiques?

La caractérisation en termes de dynamique du processus de fragmentation resterait incomplète sans une étude de la forme des événements. Dans la plupart des analyses mentionnées ci-dessus, il était souvent implicitement admis que l'émission des fragments était isotrope correspondant à une source sphérique.

Quand les systèmes étudiés sont relativement légers, cette hypothèse semble en général vérifiée. Cependant, dans le cas de systèmes très lourds tels que Pb+Au, la situation peut être différente. Il y a plus de 20 ans, C. Wong <sup>124)</sup> prédisait la formation dans des réactions très centrales de structures exotiques telles que des tores ou des bulles sur la base de calculs type goutte liquide. Les instabilités mises en jeu dans ce genre de processus sont celles apparaissant à densité normale et sont du type Coulombienne ou surfacique: ce sont les mêmes que dans la fission binaire habituelle. D'autres calculs macroscopiques ont été entrepris récemment <sup>125)</sup>.

Plus récemment, des calculs dynamiques utilisant des équations de transport <sup>126-130)</sup> ont montré la possibilité de former de telles structures dans des collisions centrales entre noyaux de masses moyennes. Certains de ces résultats (pas tous!) ont été reportés sur la figure IV-12.

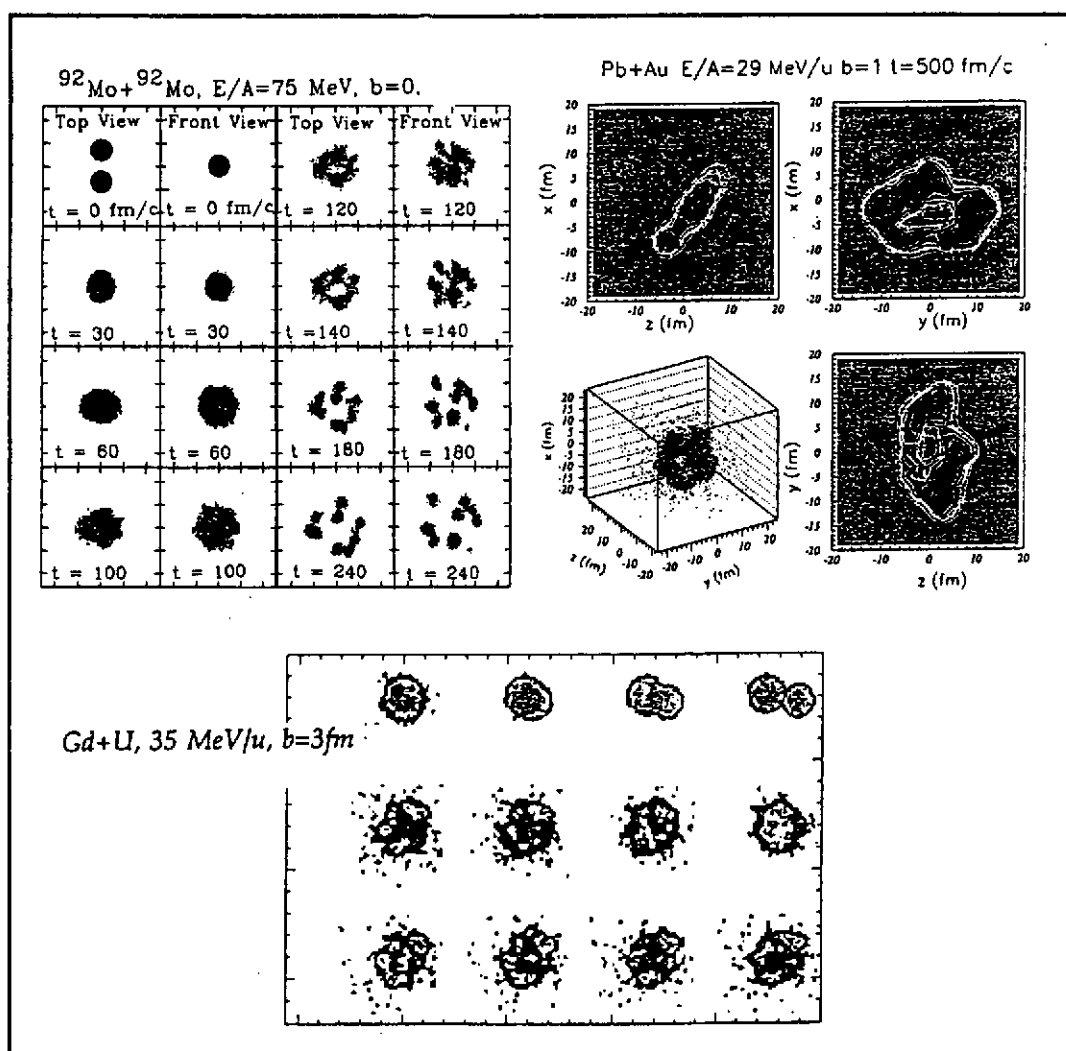


Figure IV-12: Résultats de quelques calculs basés sur les théories de transport concernant la configuration géométrique de la matière dans l'étape finale d'une collision centrale. En haut, à gauche, Mo+Mo,  $b=0$ , 75 MeV/u <sup>128)</sup>, à droite, Pb+Au, 29 MeV/u,  $b=1 \text{ fm}$  <sup>126)</sup>. En bas, Gd+U, 35 MeV/u,  $b=3 \text{ fm}$  <sup>127)</sup>.

D'un point de vue expérimental, la recherche de configurations exotiques a été entreprise pour le système Pb+Au à 29 MeV/u. Les collisions les plus centrales ont été sélectionnées en découpant plusieurs régions dans le diagramme de Wilczynski (voir chapitre III pour la construction d'un tel diagramme) sur la figure IV-13 131). Une analyse détaillée (que nous ne montrons pas ici) permet d'affirmer que la région 5 du diagramme correspond à des collisions pour lesquelles une source unique a été formée pendant un temps suffisamment long. Pour les événements de cette région, une analyse en forme (voir chapitre III pour la définition de S et C respectivement la sphéricité et la coplanarité) des événements de fragmentation, dans lesquels au moins 5 fragments ont été émis, a été effectuée. Les résultats ont été comparés avec ceux obtenus pour plusieurs configurations géométriques simples simulés à l'aide du générateur SIMON (fig. IV-14) 132).

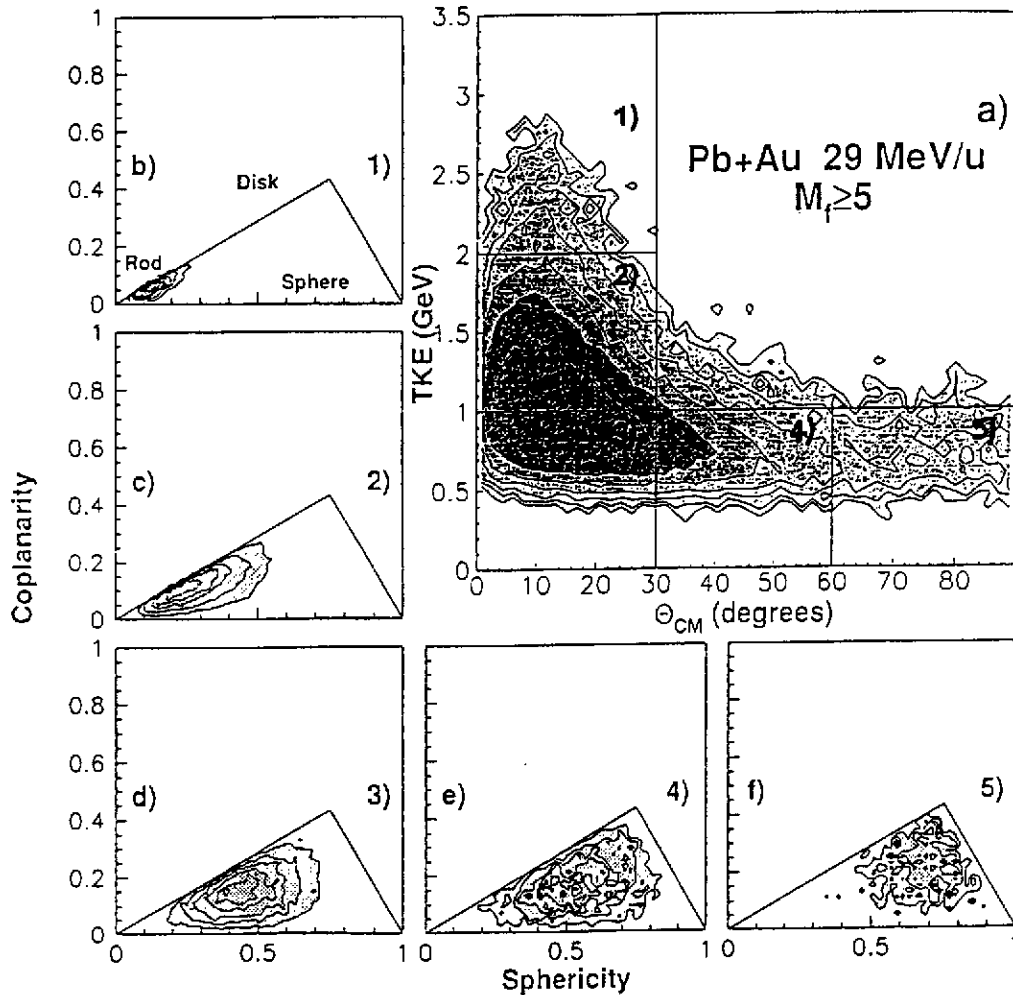


Figure IV-13: Diagramme de Wilczynski pour le système Pb+Au à 29 MeV/u. Seuls les événements où 5 fragments ont été détectés ont été retenus. Extrait de 131).



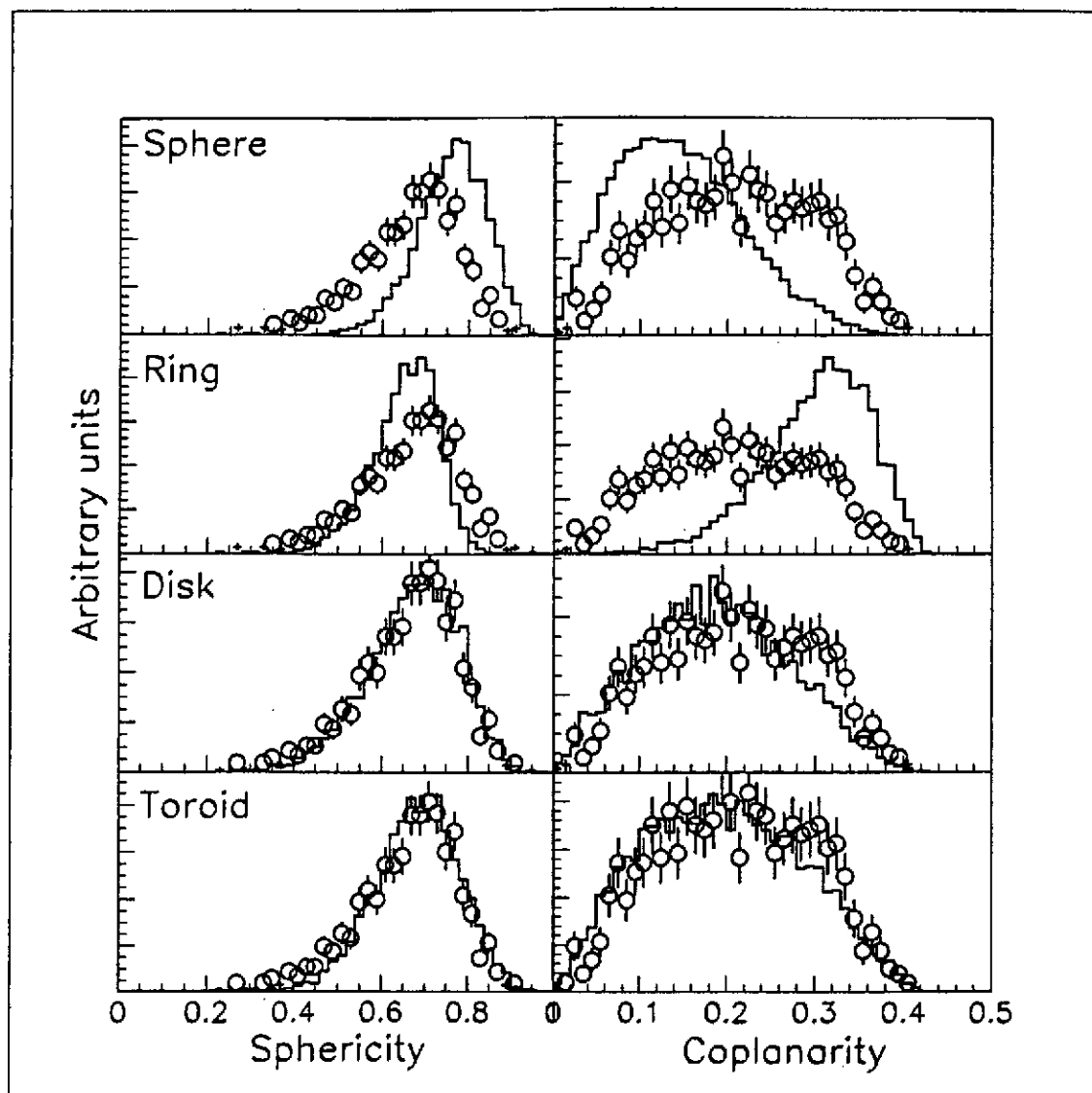


Figure IV-14: Comparaison de la forme des événements détectés associés à la région 5 du diagramme de la figure précédente avec le résultat de simulations utilisant le code SIMON. Plusieurs configurations géométriques ont été testées. Seules celles associées à des formes aplaties (cylindre ou tore d'épaisseur 15 fm) sont compatibles avec les données expérimentales. Extrait de 132).

La conclusion d'une telle comparaison est qu'il n'y a que deux configurations possibles compatibles avec la forme des événements observée: l'une correspond à un disque rempli de matière de rapport d'aspect 2/1.5/1.25 et l'autre à un tore dont les rayons intérieur et extérieur sont déterminés par le fait que les fragments ne doivent pas avoir de recouvrement et dont l'épaisseur est un paramètre libre et qui a été trouvé aux alentours de 15 fm.

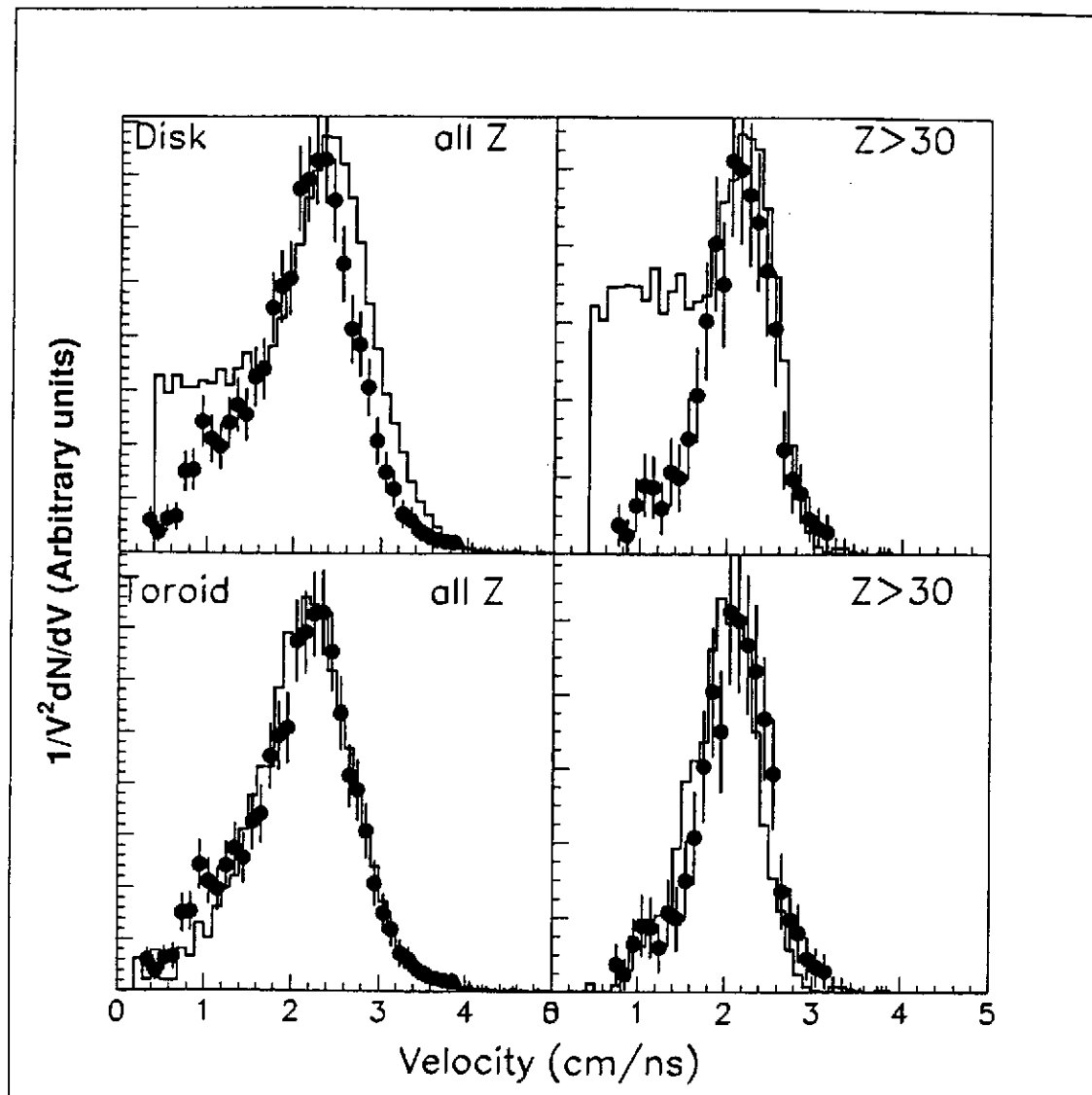


Figure IV-15: Distribution de la vitesse centre de masse des fragments des événements de la zone 5 du diagramme de la fig. IIV-13. A gauche, on a sélectionné tous les fragments. A droite, on n'a conservé que ceux qui avaient une charge plus grande que 30. En haut, les histogrammes correspondent à un calcul où la configuration de départ est un disque, alors qu'en bas il s'agit d'un toroïde (voir texte). Extrait de 132).

La discrimination entre ces deux géométries s'effectue via une comparaison des distributions en vitesse des fragments dans le centre de masse de la collision. L'idée est que si des fragments sont produits au voisinage du centre de la source, leur vitesse sera faible du au fait que l'interaction coulombienne avec les autres fragments est en quelque sorte écrantée. De plus, en cas de mouvement collectif, il est généralement admis que celui-ci est du type auto-similaire comme on l'a vu au paragraphe précédent. Dans ce cas, la vitesse additionnelle pour les fragments placés

au centre est beaucoup plus faible que pour ceux placés à la périphérie. Cet effet est effectivement observé sur la figure IV-15. Les deux scénarios simulés peuvent en effet être discriminés sur la base des distributions de vitesse et leur comparaison avec les données expérimentales semble favoriser une configuration dans laquelle il y a peu de matière au centre et correspond donc à une géométrie toroidale <sup>132</sup>). Là aussi, ces résultats demandent confirmation.

## 6) Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons indiqué quelques méthodes permettant de caractériser la fragmentation nucléaire d'un point de vue dynamique en s'attachant à mettre en évidence les aspects spatio-temporels et énergétiques du processus. L'extraction de quantités telles que des temps, des formes ou des énergies nécessitent souvent d'étudier des corrélations entre les différentes particules émises dans l'événement. Elles nécessitent aussi une réduction de l'information en termes de variables globales pour caractériser le plus simplement possible les événements considérés. Un autre point essentiel concerne l'utilisation systématique de simulations utilisant des générateurs d'événements afin d'estimer les biais induits par le détecteur et les auto-corrélations liées au mode de sélection des événements.

Les mesures de temps montrent une évolution très rapide des temps d'émission entre fragments en fonction de l'énergie d'excitation. Vers  $\epsilon^* = 5$  MeV/u, les échelles de temps sont tellement courtes que l'on peut parler de multifragmentation. Une mesure du temps de vie absolu en examinant les corrélations spatio-temporels entre fragments issus de deux sources différentes a été possible pour le système Pb+Au à 29 MeV/u. Le temps trouvé est un peu plus long que les prédictions de la théorie dans le cas d'une décomposition spinodale. En tout état de cause, il apparaît nécessaire de faire d'autres mesures dans des conditions cinématiques différentes et pour un domaine de  $\epsilon^*$  plus vaste.

La recherche d'effets collectifs à travers la mise en évidence d'une composante additionnelle dans le spectre en énergie des fragments a pu montrer que de tels effets naissent aux alentours de  $\epsilon^* = 5$  MeV/u sans que l'on sache jusqu'à présent si  $\epsilon^*$  est la bonne variable pour suivre le processus ou si il vaut mieux choisir l'énergie relative entre le projectile et la cible comme le suggérerait un mécanisme d'expansion lié à une compression initiale du système.

En ce qui concerne la forme des événements de fragmentation, l'étude sur les événements centraux de Pb+Au à 29 MeV/u semble privilégier une forme aplatie. L'analyse des distributions de vitesse est en faveur d'une configuration où il y a peu de matière au centre du système suggérant la formation d'un tore en accord avec les prédictions de Wong dans ses calculs "goutte liquide" mais aussi en accord avec des

calculs dynamiques plus récents. La question du type d'instabilité responsable de la formation d'une telle structure est un problème complètement ouvert et un challenge très intéressant pour l'avenir. D'une façon générale, il apparaît clair que l'étude des événements de fragmentation (et aussi de fission) à travers les corrélations spatio-temporelles entre fragments et aussi entre particules légères constitue un puissant outil d'analyse pour la compréhension de ce type de processus et l'extraction des quantités physiques permettant la comparaison avec les théories microscopiques.

## V) Epilogue

Nous avons voulu illustrer dans ce cours quelques uns des aspects de la physique des collisions dissipatives dans le domaine de l'énergie de Fermi en mettant l'accent sur les données expérimentales les plus récentes extraites le plus souvent à partir de détecteurs  $4\pi$ . Ce choix arbitraire du à la limitation en temps et en espace de ce cours nous a obligé à écarter un certain nombre de sujets et de travaux importants. Nous espérons cependant avoir montré la grande richesse des phénomènes les plus rapides (émission de pré-équilibre et production de particules énergétiques) jusqu'aux plus lents (évaporation, fission,...).

La physique des processus directs est intimement liée à la phase initiale de compression et permet de tester le transport des nucléons (collisions individuelles et propagation dans le champ moyen) dans un milieu dense et chaud. La donnée expérimentale la plus accessible sur ce point est le flot latéral. L'interférométrie de particules s'avère être une technique prometteuse pour mettre en évidence des fluctuations de densité sur de brèves échelles de temps. Enfin, la production de particules dans des conditions cinématiques extrêmes (très en dessous du seuil nucléon-nucléon libre) questionne les modèles vis à vis des fluctuations.

En ce qui concerne les mécanismes de réaction, les différentes configurations obtenues (fusion, transferts très inélastiques, émission dynamique "au col" ....) et leur dépendance en fonction du paramètre d'impact et des caractéristiques du système (masse, énergie incidente, asymétrie) sont liées au pouvoir d'arrêt de la matière, donc à sa viscosité et aussi à sa capacité à supporter de grandes températures et de grands moments angulaires. Après thermalisation au moins partielle, les résultats actuels montrent qu'il est possible de déposer des énergies élevées ( $>10$  MeV/u) dans les collisions noyau-noyau. La complexité des événements dans la voie de sortie rend indispensable l'utilisation de techniques d'analyse en termes de variables globales ainsi que la comparaison des données avec des générateurs d'événements. La caractérisation des noyaux chauds à travers les études de calorimétrie est une étape essentielle et délicate pour pouvoir extraire convenablement  $\epsilon^*$  et  $T$ . La relation

entre ces deux quantités est une voie d'étude naturelle pour la recherche d'une transition de phase. Il apparaît que les modes de décroissance des noyaux à haute température sont extrêmement variés (de l'évaporation jusqu'à la vaporisation) et sont en forte compétition.

L'étude de la dynamique des processus de grande amplitude type fission ou fragmentation est très instructive. Elle permet d'accéder à des caractéristiques fondamentales de la matière étendue (temps, énergies, formes) qui sont nécessaires à la validation des théories microscopiques de transport qui constituent actuellement le niveau de description le plus achevé des collisions dans ce domaine d'énergie.

L'avènement des détecteurs  $4\pi$  de seconde génération type Indra est "un plus" considérable pour l'étude de la physique des collisions dissipatives en dessous de 100 MeV/u. Il apparaît aujourd'hui que les progrès décisifs passent par des études cinématiques détaillées. Ce sont elles qui permettent de signer des configurations spatio-temporelles qui reflètent les propriétés intrinsèques de la matière nucléaire.

### **Remerciements:**

Les auteurs tiennent à remercier chaleureusement leurs amis des collaborations Indra et Nautilus pour l'ensemble des discussions qu'ils ont pu avoir lors de la préparation de ce cours et en particulier D. Cussol, R. Laforest, N. Marie, V. Métivier, J. Péter, J.C. Steckmeyer, et J.P. Wielezsko pour leur avoir fourni des explications ou des résultats dont certains ne sont pas encore publiés. Un grand merci à M. Marquès pour ses explications sur les expériences TAPS et à la famille Lecolley pour les expériences sur les kaons. Merci aussi à M. Colonna, F. Gulminelli, P. Chomaz et A. Guarnera pour les aspects théoriques.

D. D. voudrait remercier ses amis du groupe DELF (G. Bizard, R. Bougault, J. Colin, C. Le Brun, J.F. Lecolley, O. Lopez, M. Louvel ...) et plus généralement tous les physiciens du LPC ainsi que L. Stuttgé et G. Rudolf pour les quelques années de travail ... et de bonne humeur en commun. Enfin, merci à M<sup>me</sup> Guillendou qui a assuré une partie de la frappe de ce texte.

## Références

- 1) J. Cugnon, Comptes-Rendus de l'école Joliot-Curie (1985) 90
- 2) X. Ledoux, Thèse de l'Université de Caen (1995)
- 3) B. Borderie, Ann. Phys. Fr. 17 (1992) 349
- 4) P. Bonche, Comptes-Rendus de l'école Joliot-Curie (1985) 1
- 5) G. Bizard et al, Phys. Lett. B302 (1993) 162
- 6) E. Suraud, Comptes-Rendus de l'école Joliot-Curie (1990) 160
- 7) C.O. Bacri et al, Phys. Lett. B353 (1995) 27
- 8) K. Kwiatkowski et al, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 3756  
K. B. Morley et al, Phys. Lett. B355 (1995) 52
- 9) J. Galin, U. Jahnke, J. Phys. G , Nucl. Part. Phys. 20 (1994) 1105
- 10) M. Moszynski et al, NIM A343 (1994) 563  
G. Bizard et al, Int. Conf. Nucl. Phys. , Ierapetra, (1991) World Scientific
- 11) A. Baden et al, NIM 203 (1982) 189
- 12) R. Stock, Heavy Ion Collisions, ed. R. Bock, North Holland (1979) Vol. I p. 607
- 13) G. Bizard et al, NIM A244 (1986) 489  
A. Peghaire et al, NIM A295 (1990) 365  
R. Bougault et al, NIM A259 (1987) 473  
G. Rudolf et al, NIM A307 (1991) 325
- 14) JP. Alard et al, NIM 261 (1987) 379
- 15) D. Drain et al, NIM A281 (1989) 528
- 16) A. Gobbi et al, NIM A324 (1993) 156
- 17) J. Hubele et al, Z. Phys. A340 (1991) 340
- 18) GSI Nachrichten 02-89 (1989)
- 19) J. Pouthas et al, NIM A357(1995) 418
- 20) R.T. De Souza et al, NIM A295 (1990) 109
- 21) S. Aiello et al, Nucl. Phys. A583 (1995) 461c
- 22) K. Kwiatkowski et al, NIM A353 (1994) 212
- 23) A. Bonasera, F. Gulminelli, J. Molitoris, Physics Reports 243 (1994) 1
- 24) G. Bertsch, Das Gupta, Physics Reports 160 (1988) 189
- 25) D. Idier et al, Ann. Phys. Fr. 19 (1994) 159
- 26) P. Schuck et al, Prog. Part. Nucl. Phys. 22 (1989) 181
- 27) J. Aichelin, Physics Reports 202 N° 5,6 (1991) 233
- 28) Ph. Chomaz, N. Frascaria, Physics Reports 252 N°5,6 (1995) 275
- 29) T. Suomijärvi, Diplôme d'habilitation à diriger des recherches (1994)  
Ph. Chomaz, Diplôme d'habilitation à diriger des recherches (1995)
- 30) Comptes-Rendus Conférence Corinne I, World Scientific, ed. D. Ardouin

- 31) Comptes-Rendus Conférence Corinne II, ed. D. Ardouin, J. Aichelin
- 32) D. Hilsher, H. Rossner, *Ann. Phys. Fr.* 17 (1992) 471
- 33) X. Campi, *Comptes-Rendus de l'école Joliot-Curie* (1987) 166
- 34) A. Onishi et al, *Nucleus-Nucleis IV*, Kanazawa, Japon (1991)
- 35) J.C. Steckmeyer et al, *Prétirage LPCC95-13* (soumis à *Phys. Rev. Lett.*)
- 36) D. Durand, *Nucl. Phys.* A541 (1992) 266
- 37) J.C. Angélique, *Thèse de l'Université de Caen* (1993)
- 38) R. Popescu, *Thèse de l'Université de Caen* (1995)
- 39) V. de la Mota et al, *Phys. Rev.* C46 (1992) 677
- 40) H. Niffenecker, A. Pinston, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 23 (1989) 271
- 41) V. Metag, *Nucl. Phys.* A488 (1988) 483c
- 42) J. Québert, *Ann. Phys. Fr.* 17 (1992) 99
- 43) M. Marquès, *Thèse de l'Université de Valence* (Ganil T 94 05)
- 44) M. Marquès et al, *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 34
- 45) G. Martinez et al, *Phys. Lett.* B349 (1995) 23  
M. Marqués et al, *Phys. Lett.* B349 (1995) 30
- 46) A. Badala et al, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 4779
- 47) R. Novotny et al, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 38 (1991) 379
- 48) V. Metag, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 30 (1993) 75
- 49) J.F. Lecolley, *Communication privée* (en préparation)
- 50) F. R. Lecolley et al, *Nucl. Phys.* A583 (1995) 379c
- 51) M. Belkacem et al, *Phys. Rev.* C47 (1993) R16
- 52) E. Suraud, *Comptes-Rendus de l'école Joliot-Curie* (1995)
- 53) J.P. Blaizot et al, *Nucl. Phys.* A591 (1995) 435
- 54) W.U. Schröder, J.R. Huizenga, *Treatise on Heavy Ion Science*,  
ed. A. Bromley, Vol. 2 (Plenum, New York, 1984)
- 55) E. Suraud et al, *Progress of Nucl. Part. Sci.* 23 (1989) 357
- 56) A. Olmi et al, *Europhys. Lett.* 4 (1987) 1221  
G. Casini et al, *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 3364
- 57) D. Jouan et al, *Z. Phys.* A340 (1991) 63
- 58) B. Borderie et al, *Phys. Lett.* B205 (1988) 26
- 59) J. Péter et al, *Nucl. Phys.* A593 (1995) 95
- 60) V. Métivier et al, *Comptes-Rendus de la Rencontre Hivernale, Bormio*, (1995)  
V. Métivier, *thèse de l'Université de Caen* (1995)
- 61) J.C. Steckmeyer et al, *Comptes-Rendus de la Rencontre Hivernale, Bormio*, (1995)
- 62) R. Bougault et al, *Nucl. Phys.* A587 (1995) 499
- 63) S.P. Baldwin et al, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 1299
- 64) D. L'Hôte, J. Cugnon, *Nucl. Phys.* A397 (1983) 519
- 65) M. Mjahed, *thèse de l'Université de Clermont* (1987)

- 66) N. Marie, Thèse de l'Université de Caen (1995)
- 67) J.P. Alard et al, Comptes- Rendus de la Rencontre Hivernale, Bormio, (1994)
- 68) J.P. Alard et al, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 889
- 69) R. Bougault et al, Nucl. Phys. A488 (1988) 255c
- 70) R. Bougault et al, Comptes- Rendus de la Rencontre Hivernale, Bormio, (1994)
- 71) E. Plagnol et al, Communication Privée (à paraître)
- 72) P. Glässel et al, Z. Phys. A310 (1983) 189
- 73) L. Stuttgé et al, Nucl. Phys. A539 (1992) 511
- 74) G. Casini et al, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 2567
- 75) W. Lynch, Nucl. Phys. A583 (1995) 471c
- 76) J. Toke et al, Nucl. Phys. A583 (1995) 519c
- 77) J. F. Lecolley et al, Phys. Lett. B354 (1995) 202
- 78) M. Colonna et al, Prog. Part. Nucl. Phys. 30 (1992) 17
- 79) L. Sobotka, Phys. Rev. C50 (1994) R1270
- 80) S. Bresson, Thèse de l'Université de Caen (1993)
- 81) D. Cussol et al, Nucl. Phys. A561 (1993) 298
- 82) E. Vient et al, Nucl. Phys. A571 (1994) 580
- 83) J.P. Benlliure, thèse de l'Université de Valence, Prétirage Ganil, (1995)
- 84) J. Colin et al, Nucl. Phys. A593 (1995) 48
- 85) D. Durand, B. Tamain, Comptes-Rendus de l'Ecole Joliot-Curie de 1993, p. 135
- 86) E. Créma et al, Phys. Lett. B258 (1991) 266
- 87) B. Tamain, cours donné à la CXII "International School of Physics  
"Enrico Fermi", Varenne (1989), p. 1
- 88) J. Pochodzalla et al, Phys. Rev. C35 (1987) 1695
- 89) J. Pochodzalla et al, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1040
- 90) S. Albergo et al, Nuovo Cimento A89 (1985) 1
- 91) B. Tsang et al, Prétirage MSUCL-996 (1995)
- 92) S. Levit, P. Bonche, Nucl. Phys. A437 (1985) 426
- 93) P. Bonche, S. Levit, D. Vautherin, Nucl. Phys. A436 (1985) 265
- 94) S. Shlomo, J. Natowitz, Phys. Rev. C44 N° 6 (1991)
- 95) D. H. Gross et al, Nucl. Phys. A461 (1987) 641
- 96) J.P. Bondorf et al, Nucl. Phys. A443 (1985) 321 et A444 (1985) 460
- 97) J. Natowitz et al, Nucl. Phys. A538 (1992) 263c
- 98) M. Morjean et al, Nucl. Phys. A 591 (1995) 371
- 99) E. Piasecki et al, Phys. Rev. Lett. Vol. 66 N°10 (1991) 1291
- 100) E. Berthoumieux, Thèse de l'Université de Paris Sud (1995)
- 101) G. Bizard, Prétirage LPCC 95-14 (1995)
- 102) M. Assenard et al, (en préparation)
- 103) L. Moretto et al, Prétirage LBL-37584 (1995)



- 104) L. Moretto, Nucl. Phys. A427 (1975) 211
- 105) L. Moretto et al, Phys. Rev. Lett. Vol 74 N° 18 (1995) 3557
- 106) L. Moretto et al, Phys. Rev. Lett. Vol 74 N° 9 (1995) 1530
- 107) L. Moretto, G. Wozniak, Ann. Rev. Nucl. Sci. 43 (1993) 379
- 108) Ph. Chomaz et al, Nucl. Phys. A583 (1995) 305c
- 109) S. Ayik, M. Colonna, Ph. Chomaz, Phys. Lett. B353 (1995) 417
- 110) G. Fai, J. Randrup, Comp. Phys. Comm. 42 (1986) 385
- 111) J. Lopez, J. Randrup, Nucl. Phys. A512 (1990) 345
- 112) J. Randrup, Comp. Phys. Comm. 77 (1993) 153
- 113) D. Durand, O. Lopez, A.D. Nguyen (en préparation)
- 114) D. Durand et al, Phys. Lett. B 345 (1995) 397
- 115) R. Bougault et al, Phys. Lett. B232 (1989) 291
- 116) M. Louvel et al, Phys. Lett. B320 (1994) 221
- 117) M. Louvel et al, Prétirage LPCC 95-01 (soumis à Phys. Lett.)
- 118) R. Bougault et al, (soumis à Europhysics Letters)
- 119) R. Laforest et al, Communication privée et en préparation
- 120) O. Lopez et al, Phys. Lett. B315 (1993) 34
- 121) S. Jeong et al, Prétirage LPCC 95-12 (soumis à Phys. Lett.)
- 122) R. Bougault et al, Compte Rendu Rencontre Hivernal, Bormio, Italie (1994)
- 123) D. Heuer et al, Phys. Rev. C50 (1994) 1943
- 124) C. Wong, Ann. Phys. (NY) 77 (1993)
- 125) C. Fauchard et al, Prétirage SUBATECH-95-10
- 126) F. Gulminelli, Calculs BNV Communication privée
- 127) B. Borderie et al, Phys. Lett. B302 (1993) 53
- 128) H. Xu et al, Nucl. Phys. A569 (1994) 575
- 129) L. Moretto et al, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1884
- 130) W. Bauer et al, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 1888
- 131) J. F. Lecolley et al, Prétirage LPCC-95 (1995) (soumis à Phys. Lett.)
- 132) D. Durand et al, Prétirage LPCC-95 (1995) (soumis à Phys. Lett.)